WACHSTUM DES METALLISCHEN GLASES $Pd_{80}Si_{20}$ UNTER SCHWERIONENBESTRAHLUNG

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung der Doktorwürde
der Freien Universität Berlin
Fachbereich Physik

vorgelegt von
Gerhard Schumacher
aus Schallstadt

~~— Oktober 1984 —~~
1985

WACHSTUM DES METALLISCHEN GLASES $Pd_{80}Si_{20}$

UNTER SCHWERIONENBESTRAHLUNG

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung der Doktorwürde
der Freien Universität Berlin
Fachbereich Physik

vorgelegt von
Gerhard Schumacher
aus Schallstadt

- Oktober 1984 -

1. Gutachter: Prof. Dr. G. Vogl

2. Gutachter: Prof. Dr. K. Lüders

Tag der mündlichen Prüfung: 7. 1. 1985

Inhaltsverzeichnis

		Seite
1.	Einleitung	4
2.	Experimentelles	6
2.1	Probenpräparation	6
2.2	Die Fluenzmessung	9
2.3	Die Bestrahlungstemperatur	11
2.4	Die Bestimmung der bestrahlungsinduzierten Änderung der Probengeometrie	12
2.5	Die Dichtemessung	16
3.	Die Bestrahlung mit schweren Ionen	19
3.1	Der elektronische Energieverlust	19
3.2	Der nukleare Energieverlust	23
3.3	Die Berechnung der Defektproduktion	27
4.	Experimentelle Ergebnisse	38
4.1	Bestrahlungsinduzierte Breiten- und Längenänderungen	38
4.2	Bestrahlungsinduzierte Dichteänderungen	45
4.3	Der Ursprung der Anisotropie	48
4.4	Der Einfluß der Vorbehandlung auf die Meßergebnisse	52
4.5	Das Biegeverhalten der Proben	54
5.	Diskussion	59
5.1	Die Stabilität von bestrahlungsinduzierten Punktdefekten in metallischen Gläsern	59
5.2	Die Phänomenologie des Wachstums	63
5.3	Vergleich des Wachstums in amorphen und kristallinen Metallen	69
5.4	Wachstum und mikroskopische Struktur	74
5.5	Ein Modell des Wachstums	76
5.6	Vergleich des Wachstums mit bestrahlungsinduzierten Widerstandsänderungen	84
6.	Zusammenfassung	89
Literaturverzeichnis		91

1. Einleitung

Metallische Gläser werden üblicherweise aus bestimmten metallischen Legierungen durch Abschrecken aus der Schmelze mit hohen Abkühlraten hergestellt. Bei dem Prozeß des Abschreckens bleibt die flüssigkeitsähnliche Struktur der Legierung weitgehend erhalten. Einige metallische Gläser haben aufgrund dieser amorphen Struktur außergewöhnliche Kombinationen physikalischer Eigenschaften, so daß viele metallische Gläser intensiv hinsichtlich ihrer Anwendbarkeit untersucht werden. So wurde z.B. vermutet, daß metallische Gläser aufgrund ihrer amorphen Struktur wesentlich strahlenresistenter sein sollten als kristalline Metalle oder Legierungen /SwiMVS 81/ und daher in der Reaktortechnologie verwendbar sein sollten /NanT 81, Joh 83/, zumal gezeigt wurde, daß bevorzugt Glasbildner bei Bestrahlung mit hochenergetischen Teilchen einen Phasenübergang von der kristallinen in die amorphe Phase aufweisen, wenn sie bis zu genügend hohen Fluenzen bestrahlt werden /Les 75, RecSB 78, HowR 80, EllKG 80, EllK 81, EllSFK 81/.

Die auf diese Weise hergestellten metallischen Gläser unterscheiden sich jedoch in ihrer Struktur von den entsprechenden durch Abschrecken aus der Schmelze gewonnenen Gläsern /EllK 81, EllSFK 81/.

Bei der Untersuchung der Stabilität metallischer Gläser unter Teilchenbeschuß wurden zum Teil ähnliche Bestrahlungseffekte beobachtet wie in kristallinen Metallen, z.B. Schwellen /ChaL 77, KraJC 79, GerW 82/, Änderungen des elektrischen Widerstandes /KlaP 82, AudBDJ 82,1/ und der Positronenlebensdauer /MosHYC 82, YliMKH 82, HauY 82/ nach Elektronenbestrahlung, Blistering /CarG 81/, oder die Änderung supraleitender Eigenschaften /Bie 83, KraJC 79/.

Andererseits wurden nach Ionenbestrahlung des metallischen Glases $Pd_{80}Si_{20}$ bei tiefen Temperaturen starke Widerstandsänderungen bis zu 28 % festgestellt /KlaSRVSB 82/. Während ein

relativ geringer Anteil (ca. 3.1 %) dieser Widerstandsänderungen auf die Erzeugung thermisch instabiler Defekte bei kleinen Fluenzen zurückgeführt wurde, wurden die Widerstandsänderungen bei hohen Fluenzen auf Wachstum (anisotrope Änderung der Probengeometrie bei geringen Änderungen in der Struktur und Massendichte) oder Schwellen (isotrope Änderung der Probengeometrie bei entsprechender Abnahme der Massendichte) zurückgeführt. Eine klare Entscheidung zwischen diesen beiden Alternativen konnte jedoch nicht getroffen werden, und die großen Längen- und Breitenänderungen, die bei der Bestrahlung mit Kr-Ionen bis $5 \cdot 10^{14}$ cm^{-2} (entspricht $3 \cdot 10^{-2}$ dpa) auf ca. 10 % geschätzt wurden, konnten nicht erklärt werden.

Im Falle des Wachstums bestand außerdem das Problem der Ursache für die Anisotropie: Im Kristallinen kommt Wachstum nur bei anisotropen Kristallstrukturen vor.

Ziel dieser Arbeit war es eine Entscheidung zwischen Wachstum und Schwellen zu treffen und durch Wahl verschiedener Ionensorten, Bestrahlungstemperaturen und Vorbehandlungen die Bedingungen für das Auftreten dieses Phänomens experimentell zu untersuchen.

Zur Untersuchung des Effektes wurden 170 MeV Ar-, 285 MeV Kr- und 360 MeV Xe-Ionen verwendet. Dadurch konnten die Änderungen in der Probengeometrie unter Bedingungen untersucht werden, wo zum überwiegenden Teil einzelne oder nur wenige Atome verlagert werden (170 MeV Ar-Ionen) oder wo die Defektproduktion durch ausgeprägte Verlagerungskaskaden charakterisiert werden kann (360 MeV Xe-Ionen).

Zur experimentellen Untersuchung dieses Phänomens wurde das metallische Glas $Pd_{80}Si_{20}$ ausgewählt, da es leicht zu erhalten und eines der am intensivsten untersuchten metallischen Gläser ist.

2. Experimentelles

2.1 Probenpräparation

Als Probenmaterial wurde ein ca. 2 mm breites und 30 µm dickes amorphes $Pd_{80}Si_{20}$-Band verwendet, das von der Vakuumschmelze Hanau mit der Schmelzspinn-Methode aus einer kristallinen Pd_{80}(99.995)-Si_{20}(99.9999)-Legierung hergestellt worden war. Um eine möglichst homogene Schädigung des Probenmaterials zu gewährleisten, wurde die Probendicke d klein gehalten im Vergleich zur Reichweite R des Projektils (R ≈ 15 - 18 µm, je nach Projektil). Dies wurde erreicht, indem Stücke des Bandes auf d ≈ R/2 heruntergewalzt wurden. Die Dicke d wurde mit einem mechanischen Dickenmeßgerät bestimmt, das eine Genauigkeit von 0,5 µm hatte.

Um Einflüsse der Vorbehandlung auf das Wachstum der Proben feststellen zu können, wurden einige gewalzte Proben für 1h bei 250 °C im Vakuum ($p < 10^{-6}$ mbar) angelassen. Waseda und Egami haben gezeigt /WasE 79/, daß bei ähnlich vorbehandeltem $Pd_{80}Si_{20}$ (Dickenreduktion um 20 % durch Walzen der Proben nach Anlassen bei 270 °C für 30 min) bei anschließendem Anlassen die Walzschäden vollkommen ausgeheilt sind und das Glas sich dann in einem Zustand befindet, dessen topologische Nahordnung gleich groß oder sogar größer ist als bei einem Glas, das nur angelassen wurde. Weiter wurde an $Pd_{77}Si_{17}Cu_6$ gezeigt /WasAM 79/, daß entsprechendes auch für Proben gilt, die nur nach dem Walzen (Dickenreduktion um 32 %) angelassen wurden (40 min bei 250 °C).

Durch das Walzen wird zusätzliches freies Volumen eingebaut, das weitgehend in Gleitbändern lokalisiert ist und bei anschließendem Anlassen Relaxationsprozesse in Richtung eines geordneten Zustandes beschleunigt. Bei einer Dickenreduktion durch Walzen um einen Faktor drei bis vier - wie in der vorliegenden Arbeit - wird vermutlich noch wesentlich mehr freies Volumen eingebaut, so daß thermisch aktivierte

Relaxationsvorgänge in Richtung eines geordneteren Zustandes noch stärker beschleunigt werden. Dementsprechend erwartet man hinsichtlich des Grades der topologischen Nahordnung folgende Reihenfolge:

topologische Nahordnung nimmt zu
——————————————————→

gewalzt → unbehandelt → angelassen → gewalzt + angelassen

Trotz der Notwendigkeit, die Proben zu walzen, ist also durch die gewählte Anlaßprozedur der unbehandelte Zustand hinsichtlich der Nahordnung mit eingeschlossen.

Vor der Probenmontage wurden die Proben mit Markierungen versehen, die mit einer Rasierklinge quer zur Bandrichtung in die Oberfläche eingeritzt wurden. Diese Markierungen waren sehr hilfreich bei der Durchführung der Breiten- und Längenmessungen der Proben (s. Kap. 2.4). Die Proben wurden dann zwischen zwei Objektträger gelegt, wovon einer mit einem 25-µm-Raster zur genauen Kalibrierung der Längen- und Breitenmessung versehen war, und unter einem Lichtmikroskop mit 50-facher Vergrößerung vor und nach der Bestrahlung fotografiert.

Die Proben wurden dann derart zwischen zwei Kupferplättchen geklemmt, daß der zu bestrahlende Teil der Proben frei herausragte (s. Abb. 2.1). Auf die Innenseite eines der beiden Kupferplättchen wurde zuvor eine ca. 100 µm dicke Indiumfolie aufgeklebt, um die thermische Ankopplung der Proben an die Kupferplättchen zu gewährleisten. Da die Temperaturverteilung in der Probe während der Bestrahlung empfindlich von der Länge l des bestrahlten Teils der Probe abhing (s. Kap.2.3) wurden die Proben so montiert, daß l (0.6 - 4 mm) für alle Proben eines Plättchens gleich war (± 0.1 mm). Vor der Probenmontage wurden die Kupferplättchen abgeschrägt, zusammengeschraubt und mit Schleifpapier so bearbeitet, daß die beiden Kupferbacken präzise aufeinander paßten. Herausgequetsch-

tes Indium wurde sorgfältig entfernt. Diese Sorgfalt erwies sich zur Einhaltung definierter Bestrahlungsbedingungen als unbedingt notwendig.

Die mit Proben bestückten Kupferplättchen wurden an den Kupferrahmen eines Heliumkryostaten montiert. Die Temperatur des Kupferrahmens konnte zwischen 10 K und 300 K variiert werden. Außerdem wurde auf jeweils eine Seite der Plattenoberfläche eine Schicht Zement (Thermoguß 2000) aufgetragen, die zu Beginn der Bestrahlung hell aufleuchtete. Damit wurde die optische Justierung der Proben im Strahlengang erleichtert.

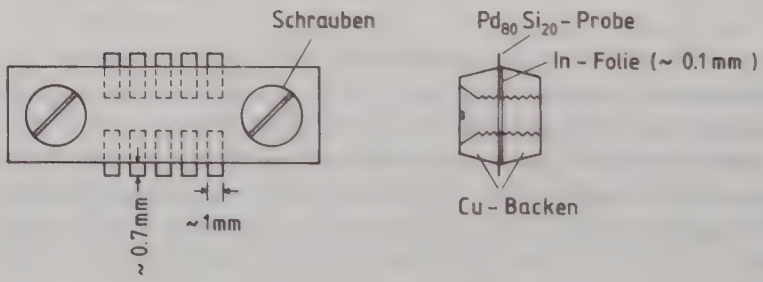

Abb. 2.1: Probenanordnung zur Bestrahlung amorpher $Pd_{80}Si_{20}$-Proben.

2.2 Die Fluenzmessung

Die Bestrahlungen wurden am Schwerionenbeschleuniger VICKSI des HMI durchgeführt. Als Projektile wurden 170 MeV ^{40}Ar-, 285 MeV ^{86}Kr- und 360 MeV ^{129}Xe-Ionen verwendet. Um eine wohldefinierte Fluenzmessung zu ermöglichen, wurde der Strahl durch vier isoliert angebrachte Tantalplatten seitlich begrenzt. Je nach Größe des zur Verfügung stehenden Teilchenflusses ϕ betrug die Blendenfläche $(6.9 \times 2.1)mm^2$ bis $(10.3 \times 6.4)mm^2$. Mit Hilfe eines Strahlablenkers wurde der Ionenstrahl in vertikaler (y-) und horizontaler (x-) Richtung so weit gewedelt, daß die gesamte Blendenfläche homogen ausgeleuchtet war. Die Ablenkungsfrequenz betrug 500 Hz in x-Richtung und 23 Hz in y-Richtung.

Die Teilchenfluenz ϕt wurde bestimmt, indem der Teilchenstrom von zwei Blendenbegrenzungsplatten elektronisch addiert und über die Zeit integriert wurde. Die Fluenzmessung wurde kalibriert durch Messen des Teilchenstromes I_{cup} mit einem Faraday-Cup, der hinter der Blende in den Strahlengang gefahren werden konnte. Dies geschah immer vor und nach geeigneten Fluenzintervallen, nach denen der Kryostat um 180° um eine vertikale Achse gedreht wurde. Die Teilchenfluenz konnte so mit einer Genauigkeit von ca. 10 % bestimmt werden. Die Werte des Teilchenflusses ϕ und der maximalen Teilchenfluenz ϕt aller bestrahlten Proben sind in Tabelle 4.1 für die verwendeten Projektile und Bestrahlungstemperaturen angegeben. Bei einigen Bestrahlungen mit Xe-Ionen war der Teilchenstrom so gering, daß der Strahl in vertikaler Richtung nicht über die ganze Blende abgelenkt, sondern lediglich stark defokussiert wurde. Die dadurch zustande gekommene Inhomogenität der Teilchenfluenz wird bei diesen Experimenten auf 20 - 25 % geschätzt.

Durch das regelmäßige Drehen des Kryostaten wurde einerseits verhindert, daß sich die Proben aufgrund ihres anisotropen Wachstums zu sehr aus ihrer Lage senkrecht zum Ionenstrahl

heraus bewegten. Andererseits wurde damit eine relativ homogene Schädigung der Proben erzielt (s. Kap. 3.3).

2.3 Die Bestrahlungstemperatur

Die Kühlung der Proben während der Bestrahlung erfolgte über Wärmeleitung. Aufgrund der relativ schlechten Wärmeleitfähigkeit λ von $Pd_{80}Si_{20}$ entstanden je nach Probenlänge l zum Teil weite Temperaturverteilungen T(y) im bestrahlten Teil der Probe. Sie sind gegeben durch

$$T(y) = -\frac{b}{a} + \left[\left(\frac{b}{a} + T_0\right)^2 + \phi \cdot \left|\bar{S}_e\right| \cdot \frac{2}{a}\left(y(l - \frac{y}{2})\right)\right]^{1/2} \quad (2.1)$$

T_0= Temperatur der Einspannstelle y = 0 (Kupferrahmen).

$$\bar{S}_e = \frac{1}{d} \cdot \int_0^d S_e(z)\, dz \quad \text{mittl. elektr. Energieverlust} \quad (2.2)$$

Die Wärmeleitfähigkeit λ wurde einer graphischen Darstellung für amorphes $Pd_{77.5}Si_{16.5}Cu_6$ /MatA 76/ entnommen und durch eine Gerade

$$\lambda = a \cdot T + b \quad (2.3)$$

$a = 4.5 \cdot 10^{-4}$ W/cm K^2
$b = 5.5 \cdot 10^{-3}$ W/cm K

angenähert. Für diese Legierung ist der elektrische Widerstand ρ^{el} und damit nach dem Wiedemann-Franz'schen Gesetz auch die elektronische Leitfähigkeit λ^{el} etwa gleich groß wie in amorphem $Pd_{80}Si_{20}$ /GünK 78/, so daß die nach Gleichung 2.3 berechneten Werte von λ für $Pd_{80}Si_{20}$ eine gute Näherung sind. Auf diese Weise berechnete Bestrahlungstemperaturen stimmen gut mit Werten von T überein, die durch Erhöhung des elektrischen Widerstandes bei Bestrahlung bestimmt worden sind /KlaSRVSB 82/. Die Bestrahlungstemperaturen der bestrahlten Proben sind in Tabelle 4.1 aufgelistet. Meßergebnisse mit im Rahmen der Fehler gleichen Bestrahlungstemperaturen wurden in den jeweiligen grafischen Darstellungen zusammengefaßt.

2.4 Die Bestimmung der bestrahlungsinduzierten Änderung der Probengeometrie

Die bestrahlungsinduzierte Änderung der Probengeometrie wurde bestimmt, indem die jeweils vor und nach der Bestrahlung angefertigten Fotografien (s. Abb. 2.2) ausgewertet wurden.

Um auswertbare Breitenmessungen bei tiefen Temperaturen durchführen zu können, mußten die Probenlängen und der Teilchenfluß möglichst klein gehalten werden. Da sich die Proben in der Nähe der Einspannstelle während der Bestrahlung stark verwölbten, erwiesen sich Proben von 0.6 - 0.7 mm Länge als ein guter Kompromiß. Trotz starker Verwölbungen der Proben in der Nähe der Einspannstelle konnten bei diesen Proben am freien Probenende auswertbare Breitenmessungen durchgeführt werden. Diese Stelle erwies sich außerdem als günstig für die Zuordnung von Breitenänderung zur Bestrahlungstemperatur, da für y = 1 der Temperaturgradient verschwindet.

Bei der Bestrahlung mit Kr- und Ar- Ionen mußte jedoch selbst bei diesen Probenlängen der Teilchenfluß reduziert werden, um geringe Temperaturen am Probenende zu erhalten. Höhere Temperaturen wurden hier durch Erhöhung des Teilchenflusses und durch längere Proben erreicht.

Die längeren Proben ermöglichten es, Breitenänderungen nicht nur am Probenende, sondern auch an anderen Stellen der Proben auszuwerten. Die Temperaturangaben sind jedoch bei diesen Messungen aufgrund der starken Temperaturgradienten mit einem großen Fehler behaftet. Der maximale Temperaturunterschied zwischen der Einspannstelle und dem freien Probenende betrug bei den Ar- und Kr- Projektilen ca. 500 K.

Bei der Bestrahlung mit Xe-Ionen mußte aufgrund der außergewöhnlich großen Wachstumsraten der ohnehin durch den Beschleuniger stark limitierte Teilchenfluß zur Einstellung tiefer Temperaturen nicht reduziert werden. Höhere Temperatu-

ren wurden hier durch Erhöhung der Temperatur des Probenkopfes eingestellt. Der Temperaturunterschied zwischen der Einspannstelle der Proben und dem freien Probenende betrug hier zwischen 10 K und 40 K.

Die Zunahme der Breite Δb relativ zur Breite b_0 der unbestrahlten Probe konnte bei geringen Breitenänderungen mit einer Genauigkeit von ca. 0.4 % bestimmt werden. Dieser Wert ergibt sich aus der Auflösung der Einzelmessung der Breitengenauigkeit von 2 µm bei einer 1 mm breiten Probe. Mit zunehmenden Breitenänderungen $\Delta b/b_0$ nimmt jedoch die Streuung der Meßwerte zu, da es nicht immer gelang die Proben an der Meßstelle vollkommen platt zu drücken und leichte Verwölbungen den Wert von $\Delta b/b_0$ unterschiedlich stark reduzierten. Solche Verwölbungen sind auf dem Foto der bestrahlten Probe sichtbar durch die Helligkeitsunterschiede, die durch die unterschiedlichen Reflexionswinkel des senkrecht auftreffenden Mikroskoplichtes entstehen. Die Streuung in $\Delta b/b_0$ für die Bestrahlung gleich vorbehandelter Proben beträgt ca. 1.5 % bei einem Breitenwachstum von 15 %. Der tatsächliche Mittelwert von $\Delta b/b_0$ liegt daher vermutlich eher geringfügig höher als der über alle Proben gemittelte Wert.

Im Temperaturbereich $70\ K < T < 300\ K$, in dem das Wachstum stark temperaturabhängig ist, kommt ein anderer Grund für die Streuung der einzelnen Proben hinzu. Dieser liegt in der Schwierigkeit einer genauen Bestimmung von l und damit von T(y). Die Probenlänge $l_0 + \Delta l$ der bestrahlten Proben wurden anhand der Photographien dieser Proben mit einer Genauigkeit von 0.05 mm bestimmt. Mit Hilfe der vor Bestrahlung in die Proben eingeritzten Markierungen wurde dann die Länge l_0 der unbestrahlten Probe bestimmt. Für die Berechnung der Bestrahlungstemperatur wurde der Mittelwert $l = (2l_0 + \Delta l)/2$ eingesetzt.

Exakte Messungen der Längenänderungen wurden zwischen zwei Markierungen durchgeführt. Diese Messungen waren jedoch nur

sinnvoll im Temperaturbereich $T < 80$ K, wo das Wachstum nur schwach von der Temperatur abhing. Da man bei diesen Messungen teilweise in den Bereich gelangte, wo die Proben stark verwölbt waren, mußten die Messungen entlang einer Verwölbung durchgeführt werden. Als Fehler wurde die Streuung der einzelnen Messungen angenommen.

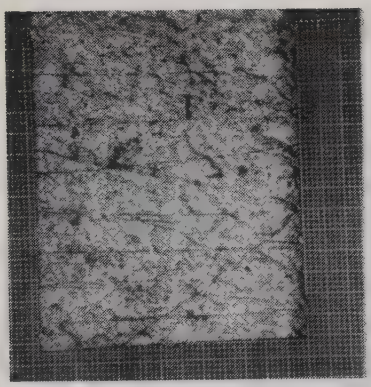

Abb. 2.2.a: vor Bestrahlung

Abb. 2.2.b: nach Bestrahlung

Abb. 2.2: Eine $Pd_{80}Si_{20}$-Probe, vor (a) und nach (b) Bestrahlung mit 285 MeV Kr-Ionen bis $\phi t = 5.3 \cdot 10^{14}$ cm^{-2} bei 100 K. Die Helligkeitsunterschiede in dem bebestrahlten Teil der Probe sind auf die unterschiedlichen Reflexionswinkel zurückzuführen, die durch die starken Verwölbungen in der Nähe der Einspannstelle bedingt sind. Vor Bestrahlung wurden auf den Probenoberflächen mit einer Rasierklinge Markierungen angebracht, um die Breiten- und Längenmessungen nach Bestrahlung zu erleichtern.

2.5 Die Dichtemessung

Um eine Änderung der spezifischen Massendichte ρ_{Pr} der Proben bei Bestrahlung feststellen zu können, wurde ρ_{Pr} vor und nach Bestrahlung mit einer Schwebemethode bestimmt. Dies war die einzig mögliche Methode bei den hier verwendeten winzigen Probenmassen.

Die Messungen wurden an Proben durchgeführt, an denen auch Längen- und Breitenmessungen vor und nach Bestrahlung durchgeführt wurden. Aufgrund der dafür erforderlichen Probengeometrie hatten die Proben nur eine geringe Masse ($M_{Pr} \approx 0.4 - 0.8$ mg). Zusätzlich wurden Dichtemessungen an einer Probe vorgenommen, die wesentlich größer war als die anderen Proben (bestrahlte Fläche $F \approx (1.7 \times 7.0)\ mm^2$, gesamte Probenmasse $M_{Pr} \approx 2$ mg) und die zur Bestrahlung zwischen zwei speziell angefertigte Kupferbacken geklemmt wurde (s. Abb. 2.3).

Vor der Messung wurde aus Aluminium-Draht (Ø = 0.35 mm) ein Träger derart geformt, daß das Gebilde aus Träger und Probe die gleiche Dichte ρ_{Fl} hatte wie die Flüssigkeit (Dijodmethan CH_2J_2, $\rho_{Fl}(20^\circ C) = 3.320\ g/cm^3$). Ein gut temperiertes Wasserbad (s. Abb. 2.4) sorgte dafür, daß die Temperaturänderung ΔT der Flüssigkeit während der Messung kleiner blieb als $2 \cdot 10^{-2}$ K. Oft bewegte sich die Probe aufgrund von Konvektionen in der Flüssigkeit auf einer kreisförmigen Bahn auf und ab. Erst wenn die Probe nach mehreren solchen Umläufen immer noch keine Tendenz zeigte, an die Oberfläche aufzusteigen oder an den Boden des Gefäßes abzusinken, wurden Auftrieb und Gewicht des Träger-Proben-Gebildes dem Betrage nach gleichgesetzt:

$$(M_{Pr} + M_{Al})\, g = \left(\frac{M_{Pr}}{\rho_{Pr}}\rho_{Fl} + \frac{M_{Al}}{\rho_{Al}}\rho_{Fl}\right) g \qquad (2.4)$$

M_{Pr}, M_{Al} : Masse der Probe bzw. des Aluminiums
ρ_{Al} : Dichte des Aluminiumdrahtes
g : 9.81 m/s^2

Für die Dichte der Probe ergibt sich dann

$$\rho_{Pr} = \frac{M_{Pr} \cdot \rho_{Fl} \cdot \rho_{Al}}{(M_{Pr} + M_{Al}) \cdot \rho_{Al} - M_{Al}\ \rho_{Fl}} \qquad (2.5).$$

Die Dichte jeder Probe wurde vor und nach Bestrahlung mehrmals gemessen, um zufällige Fehler (Verschmutzung der Probe etc.) zu vermeiden. Die Meßmethode ist besonders genau, wenn die Dichteänderungen sehr klein sind wie in dem vorliegenden Fall, wo nach Bestrahlung dieselben Al-Träger zur Dichtemessung verwendet werden konnten wie vor Bestrahlung. Dadurch wurden Ungenauigkeiten der Wägeapparatur ausgeschlossen.

Zur Kalibrierung und Überwachung der Meßflüssigkeit wurde jeweils gleichzeitig das Schwebeverhalten mehrerer Referenzproben beobachtet, welche aus Ni, Ti, Ta bzw. $Pd_{80}Si_{20}$ und dem jeweils notwendigen Al-Draht bestanden. Dadurch konnten Dichteänderungen der Meßflüssigkeit (z.B. durch Luftaufnahme oder chemische Zersetzung an Licht) erkannt werden. Die Genauigkeit, mit welcher der Absolutwert der spezifischen Massendichte ρ_{Pr} einer Substanz mit dieser Methode bestimmt werden kann, beträgt 1 - 2 %. Das Ergebnis mehrerer Messungen an $Pd_{80}Si_{20}$ ist $\rho(Pd_{80}Si_{20}) = 10.3\ g/cm^3$. Dieser Wert stimmt gut mit Literaturwerten /FujI 80, Mor 79/ überein.

Änderungen in der spezifischen Massendichte konnten jedoch selbst bei den hier verwendeten geringen Probenmassen mit einer Genauigkeit bestimmt werden, die besser als 0.5 % war.

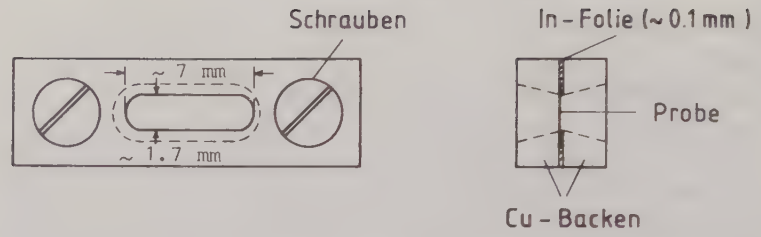

Abb. 2.3: Probenanordnung zur Bestrahlung einer amorphen $Pd_{80}Si_{20}$-Probe, an der vor und nach Bestrahlung Dichtemessungen durchgeführt wurden.

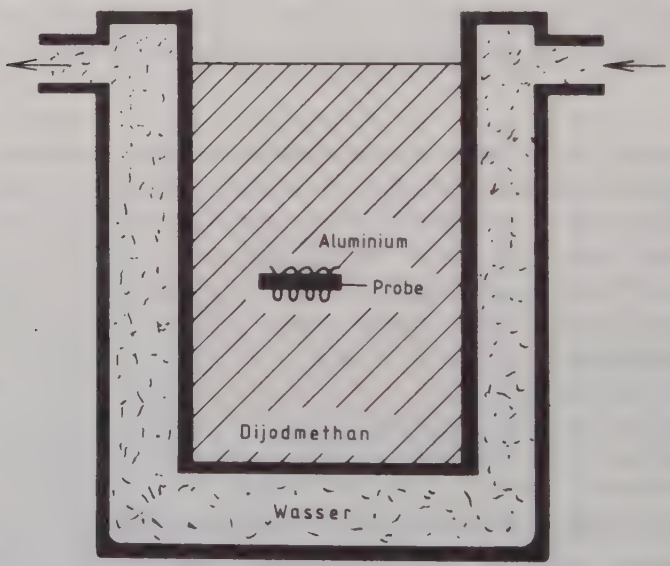

Abb. 2.4: Meßvorrichtung zur Bestimmung der bestrahlungsinduzierten Dichteänderung. Die Flüssigkeit, in der die Mesungen durchgeführt wurden, ist von einem temperierten Wasserbad ($\Delta T < 10^{-2}$ K) umgeben.

3. Bestrahlung mit schweren Ionen

Bestrahlt man einen Festkörper mit hochenergetischen schweren Ionen, so geben diese ihre Energie E durch mehrere Prozesse an den Festkörper ab. Der Energieverlust $S = -dE/dz$ pro Weglängenelement dz läßt sich aufteilen in den elektronischen Energieverlust S_e, der die Energieübertragung an die Valenz- und Rumpfelektronen des Targets beschreibt, den nuklearen Energieverlust S_n, der durch elastische Stöße der Projektile mit abgeschirmten Targetkernen zustande kommt, und den Energieverlust S_k, der von Kernreaktionen der Projektilkerne mit Targetatomen herrührt. Es ist also

$$S = S_e + S_n + S_k \qquad (3.1)$$

Nach dem heutigen Kenntnisstand über die Produktion von Strahlenschäden in Metallen mit hochenergetischen schweren Ionen führt S_e zu keinen bleibenden Atomverlagerungen. Diese werden hauptsächlich erzeugt durch elastische Stöße mit abgeschirmten Targetkernen und in sehr geringem Maße auch durch Kernreaktionen der Projektilkerne mit Targetatomen.

3.1 Der elektronische Energieverlust

Der Verlauf von S_e läßt sich in drei Bereiche aufteilen. Die ersten beiden Bereiche werden durch ein Maximum in S_e voneinander getrennt, das bei $v_1 \approx Z_1^{2/3} \cdot v_0$ liegt, wobei v_1 und Z_1 Geschwindigkeit und Kernladungszahl des Projektils sind und $v_0 = 2.19 \cdot 10^6$ m/s die Umlaufgeschwindigkeit eines Elektrons auf der ersten Bohr'schen Bahn ist /Siz 75/. Für Geschwindigkeiten $v_1 < Z_1^{2/3} v_0$ ist $S_e \sim E^{1/2}$. Für $v > Z_1^{2/3} v_0$ gilt näherungsweise $S_e \sim E^{-1}$. Bei relativistischen Projektilgeschwindigkeiten bleibt S_e praktisch konstant. In den Abbildungen 3.1.a-c ist S_e nach den Tabellen von Northcliffe und Schilling als Funktion von E für die verwendeten Projektile aufgetragen.

Die Elektron-Phonon-Kopplung ist in Metallen klein im Vergleich zur Elektron-Elektron-Wechselwirkung, so daß S_e zu einer Aufheizung des gesamten Targets führt, jedoch keine bleibenden Verlagerungen von Atomen zur Folge hat.

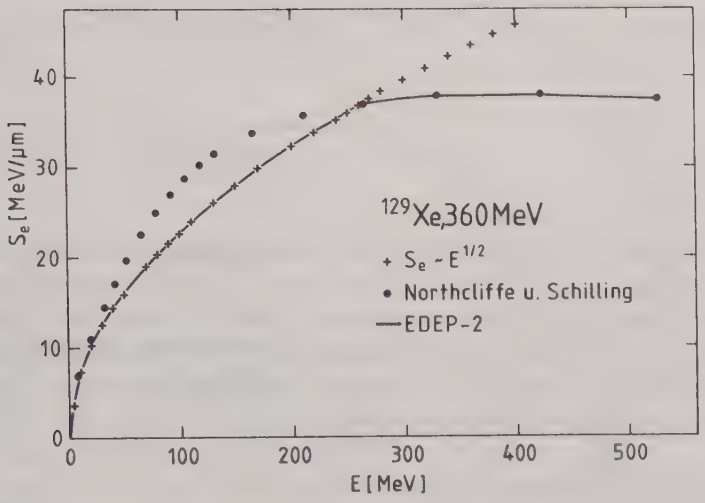

Abb. 3.1.a

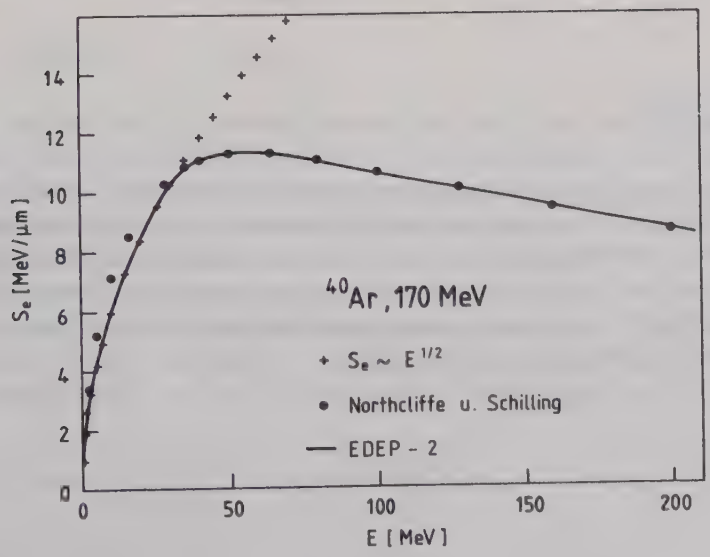

Abb. 3.1.b

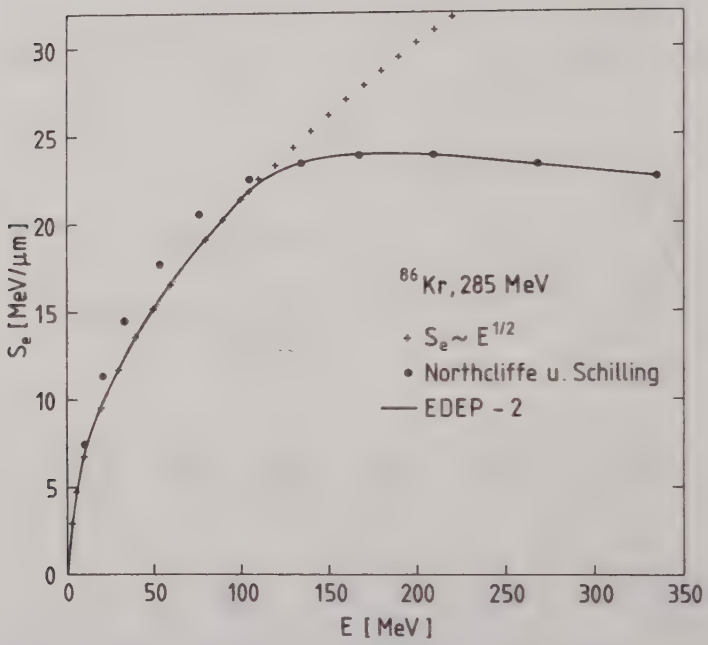

Abb. 3.1.c

Abb. 3.1.a-c: Der elektronische Energieverlust S_e als Funktion der Projektilenergie E für die verwendeten Projektile. Bei hohen Projektilenergien wurden in dem Computerprogramm EDEP-2 (s. Kap. 3.3) die Tabellenwerte von Northcliffe und Schilling /NorS 70/ verwendet.

3.2 Der nukleare Energieverlust

Der nukleare Energieverlust S_n des Projektils ist gegeben durch

$$S_n = N \int_0^{T_m} T \frac{d\sigma}{dT} \, dT \qquad (3.2).$$

N ist die Atomanzahldichte. $d\sigma(E,T)/dT$ ist der differentielle Wirkungsquerschnitt für den Energieübertrag T, den ein Projektil der Energie E beim elastischen Stoß mit einem primären Rückstoßatom pka (primary knock-on atom) an dieses abgibt. Dieser Wirkungsquerschnitt wurde von Lindhard und Mitarbeitern /LinNS 68/ anhand des Thomas-Fermi-Potentials berechnet.

Die maximal an das pka der Masse M_2 übertragbare Energie T_m ist

$$T_m = 4 \frac{M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} E \qquad (3.3)$$

(M_1 : Masse des Projektils)

Auf seinem Weg durch den Festkörper erleidet das Projektil nicht nur einen Energieverlust durch Stöße mit den Targetelektronen und -kernen sondern auch eine Ablenkung von seiner ursprünglichen Flugrichtung (Winkel-straggling) parallel zur Strahlachse. Will man S_n als Funktion der Eindringtiefe z (projiziert auf die Strahlachse) berechnen, so muß man berücksichtigen, daß eine Verteilung der auf die Strahlachse projizierten Reichweite vorliegt. Dies kann näherungsweise berücksichtigt werden durch eine Gauß'sche Verteilung

$$f(z) = \frac{1}{\alpha_z \sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left[-\frac{(z-z_m)^2}{2\alpha_z^2}\right] \qquad (3.4),$$

die den Bruchteil an Projektilionen mit einer projizierten Reichweite z in der Nachbarschaft der mittleren projizierten Reichweite z_m angibt. Dabei ist α_z die Standardabweichung der projizierten Reichweite. Die Funktion $S_n(z)$ (s. Abb. 3.2a-c) ist dann gegeben durch

$$S_n(z) = \int_z^\infty f(z')\, S_n(E(z'-z))\, \frac{dR(z'-z)}{dz'}\, dz' \qquad (3.5)$$

(R: Totale Reichweite des Projektilions).

Der totale Wirkungsquerschnitt σ für elastische Verlagerungsstöße (Kap. 3.3) liegt für die von uns verwendeten Projektile bei ca. 10^{-17} cm^2 bis 10^{-18} cm^2, während der Wirkungsquerschnitt für Kernreaktionen im ungünstigsten Fall (^{40}Ar, 170 MeV + Si) bei ungefähr 10^{-24} cm^2 liegt und damit vernachlässigt werden kann.

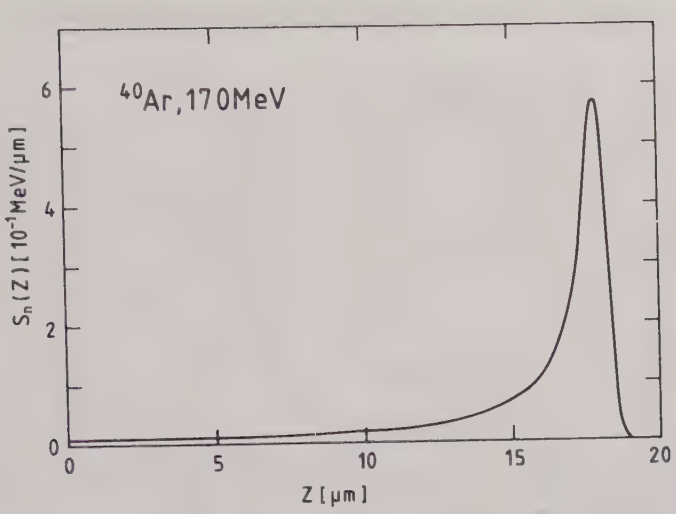

Abb. 3.2.a

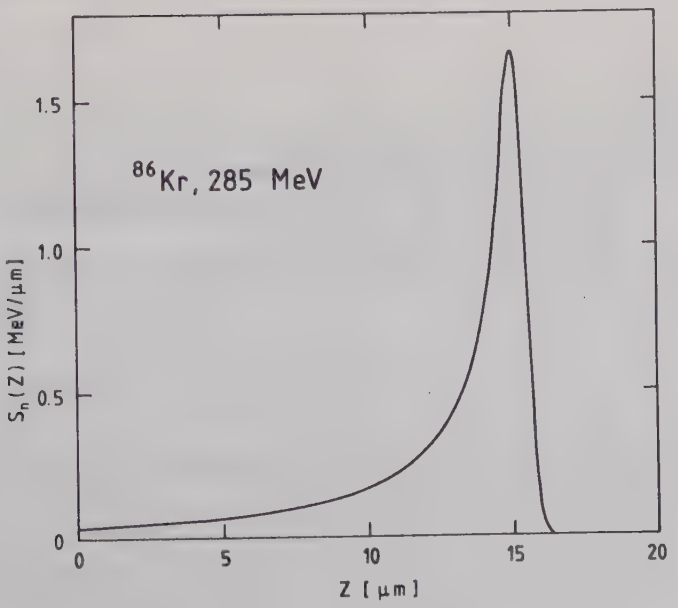

Abb. 3.2.b

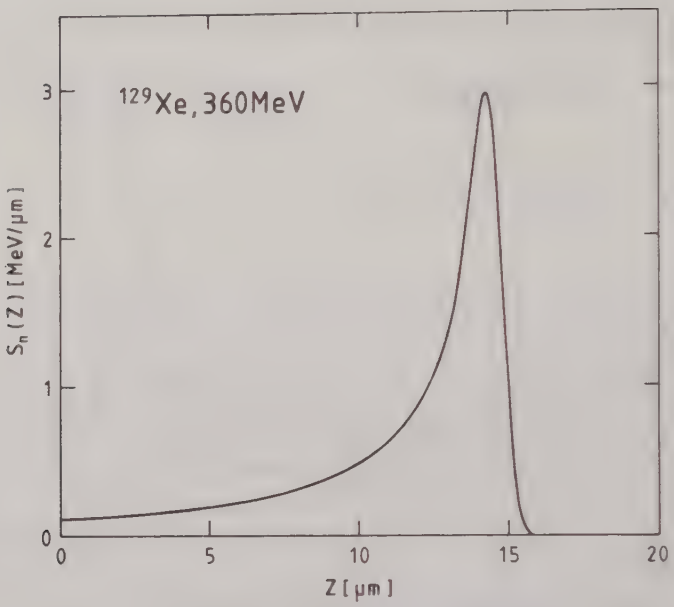

Abb. 3.2.c

Abb. 3.2.a-c: Der nukleare Energieverlust S_n - berechnet mit dem Computerprogramm EDEP-2 (s. Text) - als Funktion der Eindringtiefe für die drei verwendeten Projektilsorten.

3.3 Die Berechnung der Defektproduktion

Um in einem Festkörper ein Atom stabil von seinem Platz zu verlagern, muß an dieses Atom mindestens eine für diesen Festkörper charakteristische minimale Verlagerungsenergie T_d übertragen werden. Die Anzahl von Verlagerungen, die ein pka mit der Energie $T > T_d$ erzeugt, wird durch die Verlagerungsfunktion $\nu(T)$ beschrieben. Sie kann nach dem modifizierten Kinchin-Pease-Modell /MerAB 77/ folgendermaßen beschrieben werden:

(i) $\nu(T) = 0$ für $T < T_d$ (3.6a)

(ii) $\nu(T) = 1$ für $T_d \leq T \leq 2.5\ T_d$ (3.6b)

(iii) $\nu(T) = \frac{0.8}{2T_d}\ T_{dam}(T)$ für $T > 2.5\ T_d$ (3.6c)

wobei $T_{dam}(T)$ gegeben ist durch

$$T_{dam}(T) = T \cdot \eta(T) \tag{3.7}$$

Die Funktion $\eta(T) \leq 1$ berücksichtigt, daß im Falle hoher Energieüberträge nur ein Bruchteil von T zu weiteren Atomverlagerungen beiträgt, während der restliche Teil von T durch elektronische Anregungen verloren geht.

Der Anteil des nuklearen Energieverlustes, der zu Atomverlagerungen führt, $S_L(E)$, ist also

$$S_L(E) = N \cdot \int_{T_d}^{T_m} T\ \eta(T)\ \frac{d\sigma}{dT}\ dT \tag{3.8}.$$

Der Verlagerungswirkungsquerschnitt P(E) ist gegeben durch

$$P(E) = \int_{T_d}^{T_m} \nu(T)\ \frac{d\sigma}{dT}\ dT \tag{3.9}$$

Nähert man $\nu(T)$ zwischen T_d und 2.5 T_d an durch $0.8 \cdot T_{dam}(T)/2T_d$, dann läßt sich P(E) darstellen als

$$P(E) = \frac{1}{N} \cdot \frac{0.8}{2\,T_d} \cdot S_L(E). \qquad (3.10).$$

Analog zu S_n (s. Gl. 3.5) läßt sich auch S_L als Funktion der Eindringtiefe z darstellen (s. Abb. 3.3a-c):

$$S_L(z) = \int_z^\infty f(z')\, S_L(E(z'-z))\, \frac{dR(z'-z)}{dz'}\, dz' \qquad (3.11).$$

Der Verlagerungswirkungsquerschnitt P(z) kann jetzt berechnet werden als /ManM 74/

$$P(z) = \frac{0.8}{2T_d} \cdot \frac{1}{N} \cdot S_L(z) \qquad (3.12)$$

Die Anzahl der verlagerten Atome pro Targetatom ist damit gegeben durch

$$n(z) = P(z) \cdot \phi t \qquad (3.13)$$

n(z) ist ein natürliches Maß für den erzeugten Strahlenschaden und wird üblicherweise in dpa (displacement per atom) angegeben.

Die Größen $S_L(z)$, $S_L(E)$, P(z) und n(z) wurden mit einem erweiterten /MueW 76/ Computerprogramm /ManM 74/ - im folgenden mit EDEP-2 bezeichnet - berechnet, das für die von uns verwendeten Projektil-Target-Kombinationen abgeändert wurde. Dabei wurde für hohe Projektilenergien $S_e(E)$ den Tabellen-

werten von Northcliffe und Schilling /NorS 75/ angepaßt (s. Abb. 3.1.a-c).

Bei der Berechnung von $S_L(E)$ wurde für die untere Integrationsgrenze $T_d = 0$ gesetzt. Diese Näherung kann gemacht werden, da $T_{dam}(T) = T \cdot \eta(T)$ ist und somit sehr schnell gegen Null geht für $T \to 0$. Der hierdurch gemachte Fehler in $n(z)$, $P(z)$, und $S_L(z)$ beträgt ca. 3 %.

Für die Pd- bzw. Si-Rückstoßatome wurde $S_e \sim T^{1/2}$ für alle übertragenen Energien T angenommen. Diese Näherung kann gemacht werden, da für hohe Energieüberträge der Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dT$ sehr klein ist. Bei der zweikomponentigen Legierung $Pd_{80}Si_{20}$ wurde mit A_2 und Z_2 der Mittelwert der Targetkomponenten bezeichnet:

$$A_2 = 0.8 \cdot A_{Pd} + 0.2 \cdot A_{Si} \qquad (3.14)$$

und

$$Z_2 = 0.8 \cdot Z_{Pd} + 0.2 \cdot Z_{Si} \qquad (3.15)$$

Ein wesentlicher Parameter bei der Berechnung der Größen S_L, P und n ist die Schwellenenergie für Verlagerung T_d, die für amorphes $Pd_{80}Si_{20}$ nicht bekannt ist. Da die Kompressionsmoduln B von $Pd_{80}Si_{20}$ und polykristallinem Pd sehr ähnlich sind /Kün 83/, sollten die entsprechenden Schwellenenergien für Atomverlagerung sich nicht sehr unterscheiden /Jun 78/. Dies wird bestätigt durch die im Rahmen der experimentellen Fehler übereinstimmenden Werte für T_d von amorphem $Fe_{75}B_{25}$, kristallinem Fe_3B und reinem, kristallinem Eisen /AudBDJ 82,2, Jun 79/. Bei den hier vorliegenden Berechnungen der Größen P und n wurde daher $T_d = 40$ eV angenommen, entsprechend dem Wert von kristallinem Palladium /Luc 75/.

Mit Gleichung 3.13 läßt sich dann der Verlauf von $n(z)$ als Funktion der Eindringtiefe bestimmen.

Der mittlere Wirkungsquerschnitt für Atomverlagerungen P kann für eine bestimmte Probendicke d berechnet werden:

$$P = \frac{1}{d} \int_0^d P(z)\, dz \qquad (3.16)$$

Für die von uns verwendeten Projektilsorten und Probendicken ($d \approx R/2$) ist $S_L(z)$ beim Austritt aus der Probe um ungefähr das 3-fache größer als bei $z = 0$. In der Praxis läßt sich diese Inhomogenität in der Strahlenschädigung reduzieren, indem man die Proben abwechselnd unter dem Winkel $\alpha = 0$ und $\alpha = 180^\circ$ bestrahlt, wobei der Winkel $\alpha = \sphericalangle(\vec{S}, \vec{e}_z)$ vom Oberflächennormalenvektor $\vec{S}$ der Probe und von der Richtung des Ionenstrahls $\vec{e}_z$ eingeschlossen wird. Der Verlauf von $S_L(z)$ unter diesen Bestrahlungsbedingungen ist für das 360 MeV Xe-Projektil in Abbildung 3.4 dargestellt. Die Inhomogenität in der Strahlenschädigung ist damit kleiner als 30 %. Das gleiche gilt für das 285 MeV Kr- und das 170 MeV Ar-Projektil.

Der nach Gleichung 3.16 berechnete Wert von $P = 1.15 \cdot 10^{-16}$ cm^2 für 360 MeV Xe-Projektile stimmt gut überein mit dem nach Klaumünzer und Mitarbeitern /KlaSRVSB 82/ berechneten Wert von $P = 1.18 \cdot 10^{-16}$ cm^2, wo der von Lindhard und Mitarbeitern /LinNS 68/ berechnete Wirkungsquerschnitt durch eine Näherung ersetzt wurde. Um die Ergebnisse miteinander vergleichen zu können, wurde die Probendicke mit $d = 7.5$ µm und die Teilchenzahldichte mit $N = 7.0 \cdot 10^{22}$ cm^{-3} angenommen. Das Ergebnis wird also nur wenig beeinflußt von den Näherungen, die bei der jeweiligen Rechenmethode gemacht wurde.

Mit dem totalen Wirkungsquerschnitt σ

$$\sigma = \int_{T_d}^{T_m} \frac{d\sigma}{dT}\, dT \qquad (3.17)$$

kann dann die mittlere Anzahl von verlagerten Atomen $\kappa = P/\sigma$, die pro Verlagerungsstoß erzeugt werden, und die mittlere freie Weglänge $\lambda = (N \cdot \sigma)^{-1}$ zwischen zwei Verlagerungsstößen

berechnet werden. Die zu den verwendeten Projektilen gehörenden Größen P, λ, und κ sind in Tabelle 3.1 aufgelistet. Vom Ar- über das Kr- zum Xe-Projektil nimmt die mittlere Kaskadengröße - charakterisiert durch κ - zu, während der mittlere Abstand λ zweier aufeinanderfolgender Kaskaden abnimmt.

Die Wahrscheinlichkeit W(T) dafür, daß ein pka mit einem Energieübertrag $T' \leq T$ verlagert wird

$$W(T) = \frac{\int_{T_d}^{T} \frac{d\sigma}{dT'} dT'}{\int_{T_d}^{T_m} \frac{d\sigma}{dT'} dT'} \qquad (3.18)$$

ist für das 226 MeV Xe-Projektil (entspricht der Energie des Projektils in der Mitte des Targets) in Abbildung 3.5 aufgetragen, wobei für das $Pd_{80}Si_{20}$-Target die gemittelte Massen- und Kernladungszahl nach Gleichung 3.14 und 3.15 eingesetzt wurde. Dieser Darstellung kann man entnehmen, daß Stöße mit Energieüberträgen zwischen T_d und 10 keV sehr häufig vorkommen im Vergleich zu sehr hochenergetischen Energieüberträgen.

Für elastische Stöße gilt die Beziehung

$$T = T_m \cdot \cos^2 \theta \qquad (3.19)$$

wobei θ der Winkel ist, unter dem das pka relativ zur Richtung des Projektils vor dem Stoß weggestoßen wird (siehe Abbildung 3.6). In Abbildung 3.7, in welcher θ über W(T) aufgetragen ist, sieht man, daß fast alle pka's unter einem Winkel θ weggestoßen werden, der nur wenig kleiner ist als 90°.

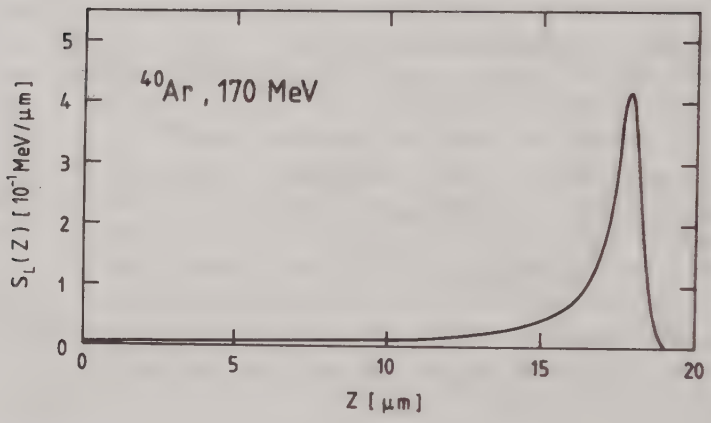

Abb. 3.3.a

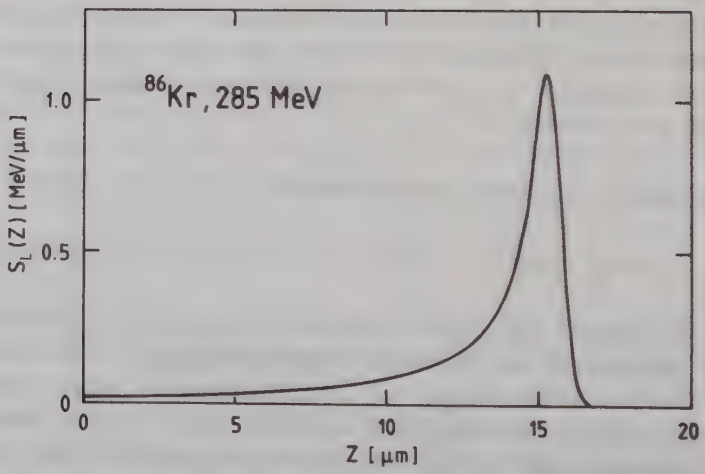

Abb. 3.3.b

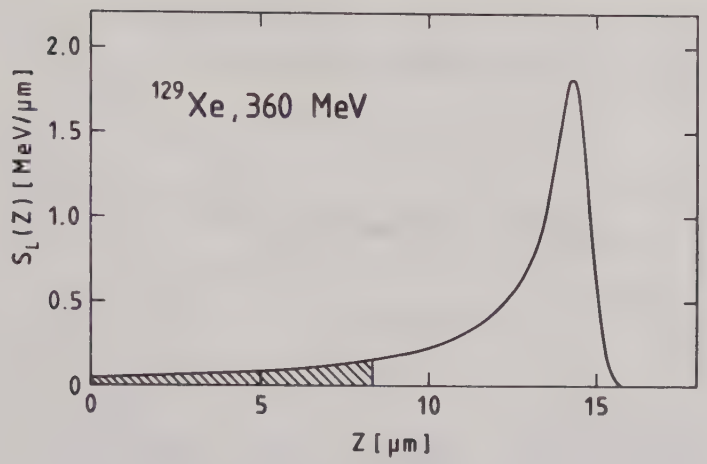

Abb. 3.3.c

Abb. 3.3.a-c: Die nach Gleichung 3.11 mit dem Computerprogramm EDEP-2 berechnete Funktion S_L als Funktion der Eindringtiefe z. Der schraffierte Bereich in Abbildung 3.3.c deutet den Weg der Projektile durch das Target für eine typische Targetdicke an.

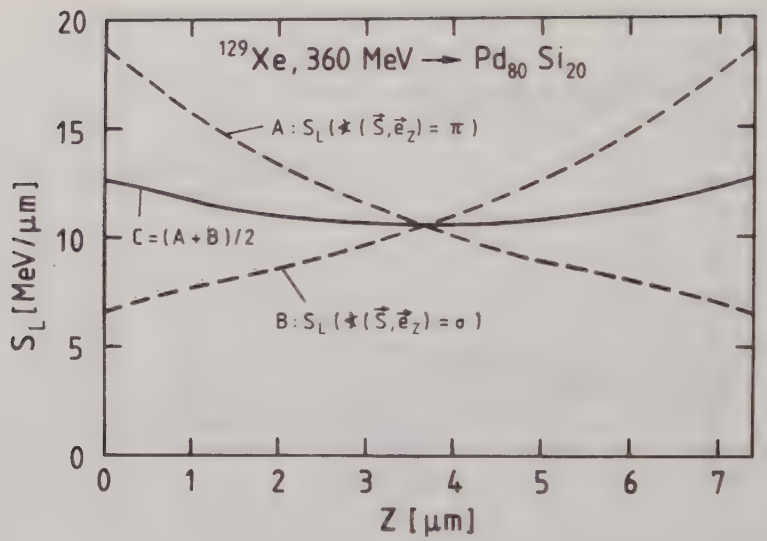

Abb. 3.4: Die durch Drehen der Proben um 180° (s.Text) entstehende Überlagerung von S_L als Funktion der Eindringtiefe z.

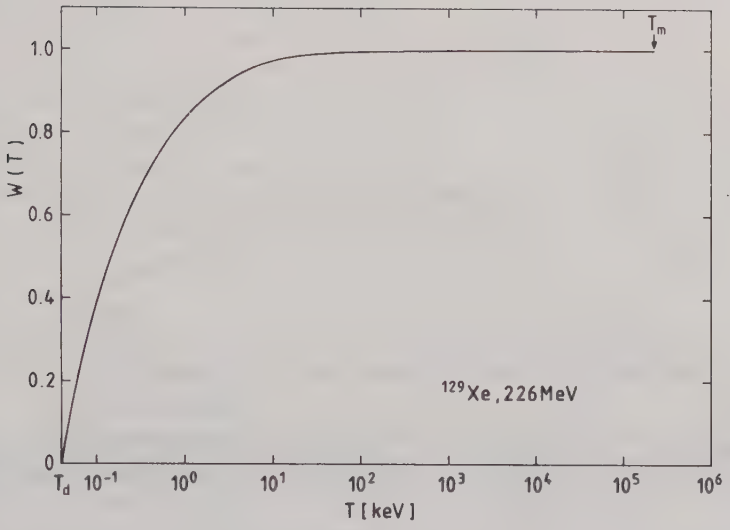

Abb. 3.5: Wahrscheinlichkeit W(T) dafür, daß ein pka mit einem Energieübertrag T' < T verlagert wird, als Funktion des Energieübertrages T, berechnet für das Xe-Projektil und die Energie E = 226 MeV in der Mitte des $Pd_{80}Si_{20}$ - Targets.

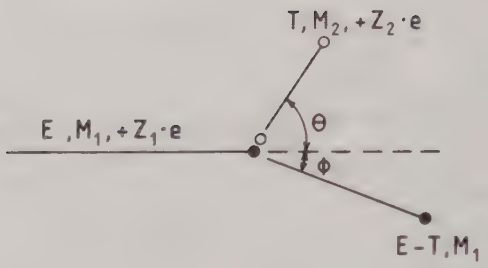

Abb. 3.6: Kinematik des elastischen Stoßes zwischen einem Projektilkern (Z_1, M_1, E) und einem Targetkern (Z_2, M_2, T).

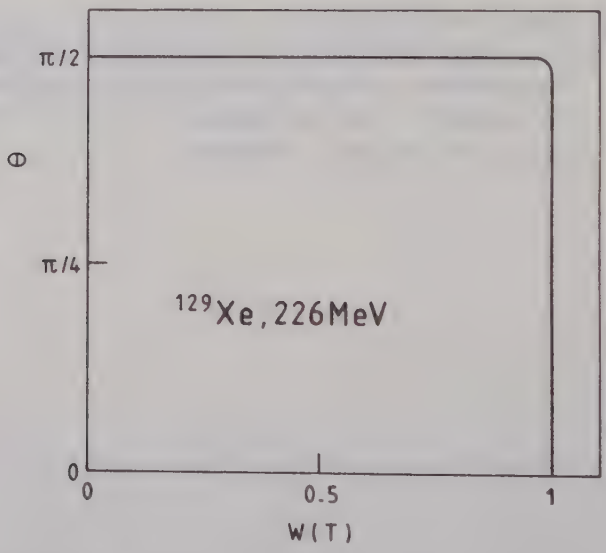

Abb. 3.7: Winkel θ, unter dem ein primäres Rückstoßatom (pka) mit der Energie T weggestoßen wird, als Funktion von W(T).

Projektil	E/E_2 [MeV]	d [μm]	P [cm^2]	λ [nm]	κ
$Xe^{1)}$	360/226	7.7	$1.15 \cdot 10^{-16}$	19	15.3
$Xe^{2)}$	360/226	7.7	$1.18 \cdot 10^{-16}$	19	15.7
$Kr^{1)}$	285/180	9.1	$4.80 \cdot 10^{-17}$	30	10.1
$Ar^{1)}$	170/130	7.6	$8.3 \cdot 10^{-18}$	79	4.6

Tab. 3.1: P: Wirkungsquerschnitt für Atomverlagerungen
λ: mittlere freie Weglänge zwischen zwei Verlagerungsstößen
κ: Anzahl der Atomverlagerungen pro primärem Rückstoßatom
d: Targetdicke
E: Projektilenergie bei z = 0
$E_2 = [E(z=0) + E(z=d)]/2$
1): Berechnet nach Gleichung 3.12
2): Berechnet nach Ref. /KlaSRVSB 82/

4. Experimentelle Ergebnisse

4.1 Bestrahlungsinduzierte Breiten- und Längenänderungen

In den Abbildungen 4.1.a-c ist die relative Breitenänderung $\Delta b/b_0$ als Funktion der Teilchenfluenz ϕt für die Bestrahlung mit 360 MeV ^{129}Xe-, 285 MeV ^{86}Kr- und 170 MeV ^{40}Ar-Ionen bei unterschiedlichen Bestrahlungstemperaturen $T_i < T_g = 642K$ /TauS 79/ (Tg : Glastemperatur) aufgetragen. Die Fluenzabhängigkeit der Breitenänderung läßt sich bei allen verwendeten Projektilen und Bestrahlungstemperaturen beschreiben als

$$\Delta b/b_0 = A(T)(\phi t - (\phi t)_i) \qquad \text{für } \phi t > (\phi t)_i \qquad (4.1)$$

Die Wachstumsrate A(T) gibt die Breitenänderung pro Fluenzeinheit an und hängt sehr stark vom Projektil und von der Bestrahlungstemperatur ab. Bei der Bestrahlung metallischer Gläser anderer Zusammensetzung mit Xe-Ionen unterhalb 50 K wurde auch eine starke Materialabhängigkeit von A(T) beobachtet /KlaSHV 84/. Eine Sättigung des Breitenwachstums wurde nicht festgestellt.

Unterhalb der Inkubationsfluenz $(\phi t)_i$ ist $\Delta b/b_0$ im Rahmen des Meßfehlers mit Null verträglich. Es gibt jedoch Hinweise darauf, daß eine geringe Formveränderung der Proben auch schon bei Fluenzen $\phi t < (\phi t)_i$ auftritt (s. Kap. 4.5). Dies konnte jedoch mit den in dieser Arbeit verwendeten Meßmethoden nicht weiter verfolgt werden, da die Meßgenauigkeit zur Untersuchung so kleiner Effekte nicht ausreichend war. Bei Bestrahlungstemperaturen über 100 K und bei Bestrahlung mit ^{40}Ar-Ionen im ganzen untersuchten Temperaturbereich sind die Breitenänderungen zu klein, um signifikante Aussagen über Existenz und Größe einer Inkubationsfluenz zu machen. Nach den Abbildungen 4.1a,c hängt $(\phi t)_i$ von der Bestrahlungstemperatur ab, wobei allerdings die Temperaturabhängigkeit bei der Kr-Bestrahlung gerade umgekehrt ist wie bei der Xe-Be-

strahlung. Dieses Verhalten kann erst durch genaue Messungen geklärt werden.

Bei der Bestrahlung verschieden langer Proben mit Xe-Ionen bei 20 K wurde der Teilchenfluß um einen Faktor 2.6 geändert. Dies hatte jedoch keinen Einfluß auf die relativen Breitenänderungen der Proben (s. Tab. 4.1), d.h. A(T) hängt in der Tat nur von T und nicht von ϕ ab. Dies wird - obgleich in schwächerem Maße - durch die Kr-Daten bestätigt.

In den Abbildungen 4.2a-c sind die Wachstumsraten A(T) als Funktion der Temperatur für die verwendeten Projektile aufgetragen. Für alle drei Projektile zeigt A(T) unterhalb 70 K nur geringe Temperaturabhängigkeit. Zwischen 100 K und 300 K nehmen die Wachstumsraten stark ab und sind oberhalb 300 K nur noch schwach temperaturabhängig.

Die Breitenänderungen sind unterhalb 80 K nur schwach temperaturabhäng. Da in diesem Temperaturbereich die Längenänderungen einfach interpretierbar sind (vgl. Kap. 2.4), wurden an insgesamt zwölf Proben nach Bestrahlung mit 285 MeV Kr-Ionen auch Längenmessungen durchgeführt. Das Ergebnis dieser Messungen ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Zum Vergleich sind die Ergebnisse der Breitenmessungen mit eingezeichnet. Im Rahmen der Fehler stimmen Längen- und Breitenänderung miteinander überein:

$$\frac{\Delta l}{l_0} = \frac{\Delta b}{b_0} \qquad (4.2)$$

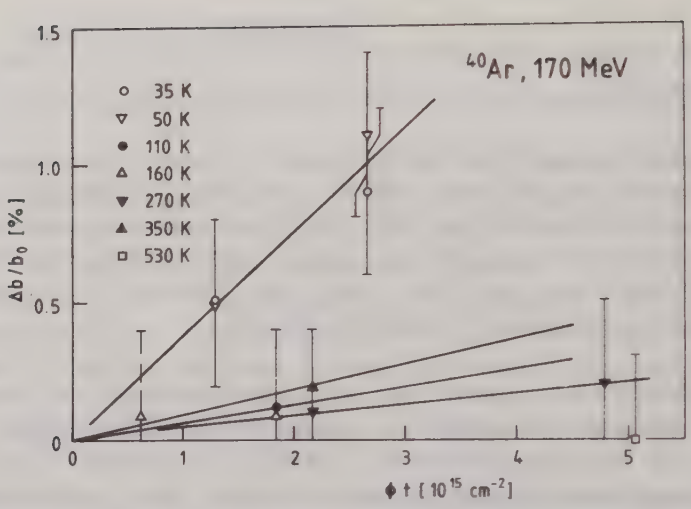

Abb. 4.1.a

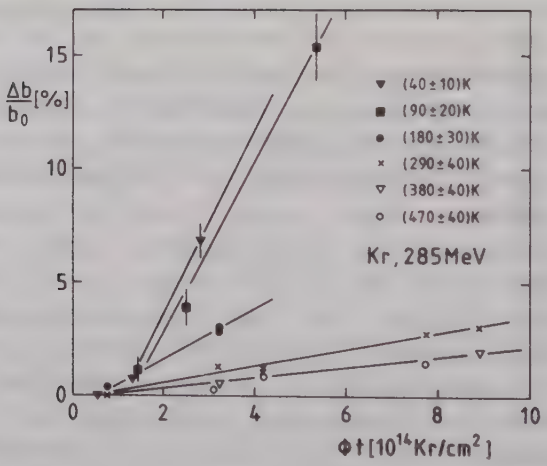

Abb. 4.1.b

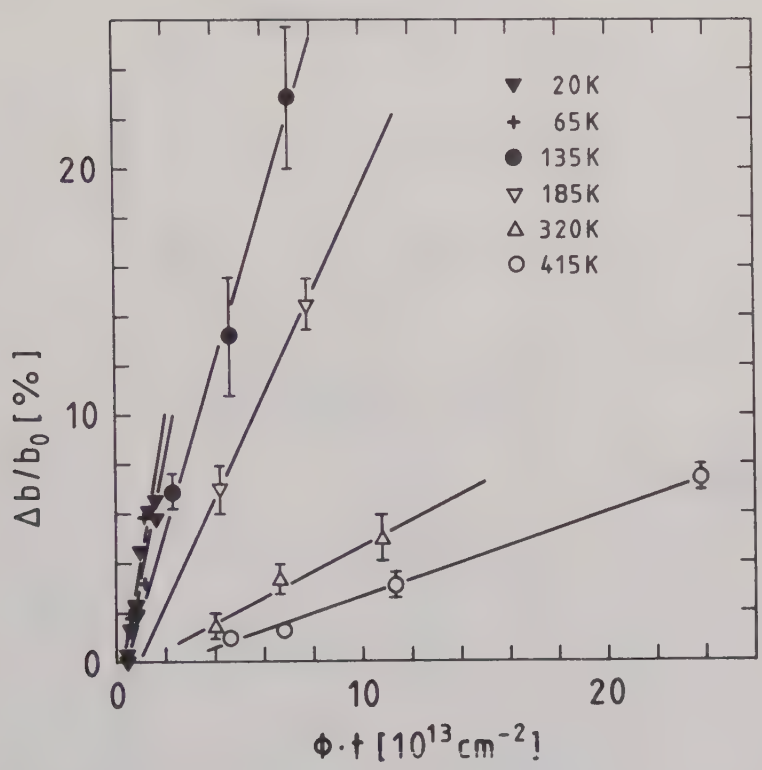

Abb. 4.1.c

Abb. 4.1.a-c: Die relative Breitenänderung $\Delta b/b_0$ als Funktion der Teilchenfluenz ϕt nach Bestrahlung mit 170 MeV Ar-Ionen (a), 285 MeV Kr-Ionen (b) und 360 MeV Xe-Ionen (c). Die Fehler der Bestrahlungstemperaturen sind der Tabelle 4.1 zu entnehmen. Meßpunkte, deren Bestrahlungstemperaturen im Rahmen der Fehler gleich waren, wurden zusammengefaßt.

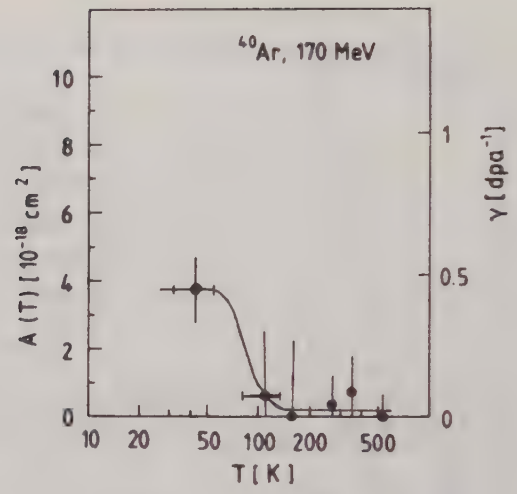

Abb. 4.2.a

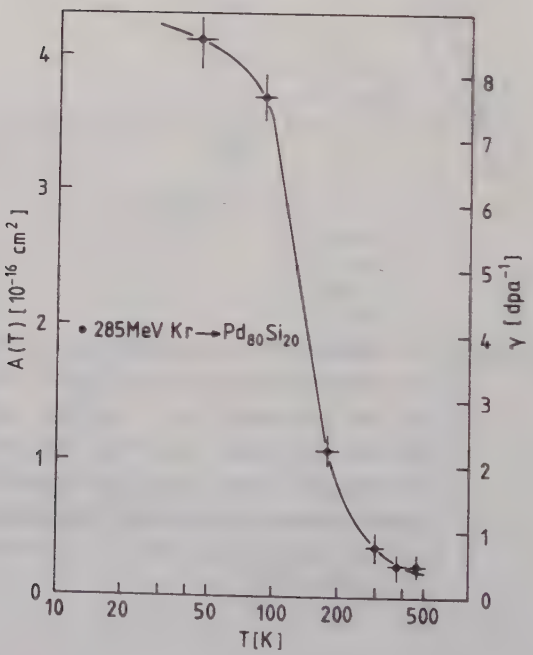

Abb. 4.2.b

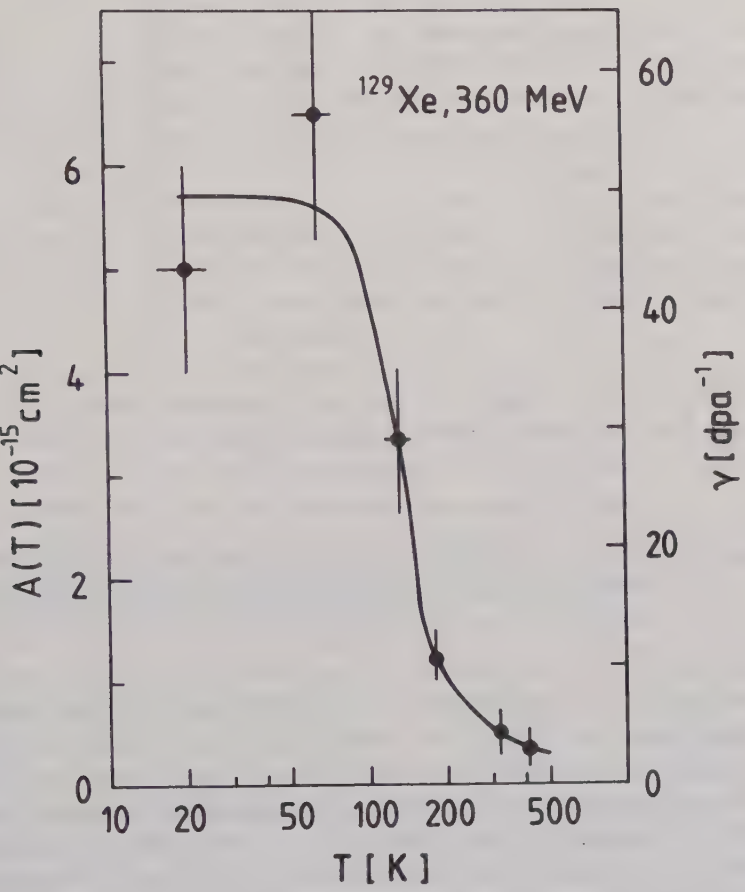

Abb. 4.2.c

Abb. 4.2.a-c: Die Wachstumsraten $A(T) = d(\Delta b/b_0)/d(\phi t)$ ($\phi t > (\phi t)_i$) als Funktion der Bestrahlungstemperatur T für die verwendeten Projektile.

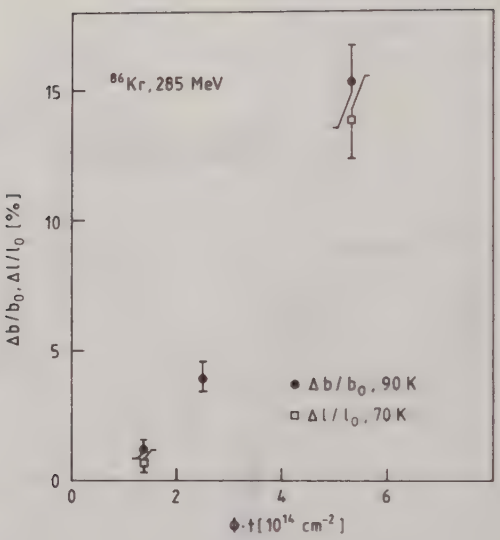

Abb. 4.3: Relative Längenänderung $\Delta l/l_0$ und relative Breitenänderung $\Delta b/b_0$ als Funktion der Teilchenfluenz Φt bei Bestrahlung mit 285 MeV Kr-Ionen.

4.2 Bestrahlungsinduzierte Dichteänderungen

In Kapitel 4.1 wurde gezeigt, daß die Probendimensionen des metallischen Glases $Pd_{80}Si_{20}$ senkrecht zum Ionenstrahl gemäß Gleichung 4.1 zunehmen. Für die Probendimension d_0 parallel zum Ionenstrahl sind zunächst zwei Extremfälle denkbar:

a) Die Probendimension parallel zur Strahlrichtung nimmt ebenfalls gemäß Gleichung 4.1 zu, d.h. es handelt sich um isotropes Schwellen. In linearer Näherung muß dann die Massendichte ρ der Probe wie $\Delta\rho/\rho_0 = -3\,\Delta b/b_0$ abnehmen.

b) Die Probendimension parallel zur Strahlrichtung ändert sich so, daß die Massendichte konstant bleibt, d.h. $d\rho/dt = 0$ und $\Delta z/z_0 = -2\,\Delta b/b_0$ in linearer Näherung. In diesem Fall ist das Wachstum extrem anisotrop.

Das experimentell beobachtete Wachstum kann sich zwischen diesen beiden Extremfällen abspielen.

Im Gegensatz zur Probenlänge und -breite ist die Probendimension parallel zum Ionenstrahl (Probendicke) bei einer geometrischen Messung wenig ergiebig, da bereits bei einer unbestrahlten Probe die Dickenvariation zu groß ist, um signifikante Aussagen zu ermöglichen. Daher wurde die bestrahlungsinduzierte Dichteänderung $\Delta\rho/\rho_0$ bestimmt. Im Rahmen der Meßgenauigkeit von $< 0.5\%$ ergab sich für alle verwendeten Fluenzen ϕt und alle Bestrahlungstemperaturen T keine Dichteänderung (s. Tab. 4.1).

Obwohl die Dichtemessungen bei Raumtemperatur T_r durchgeführt wurden, die Bestrahlungstemperaturen mancher Proben jedoch wesentlich kleiner waren als T_r, gibt es gewichtige Gründe, daß beim Aufwärmen der Proben auf T_r keine mit den Breitenänderungen vergleichbaren Dichteänderungen aufgetreten sind:

1.) Die Proben wurden während des Aufwärmens mit bloßem Auge beobachtet. Dabei war keine Änderung der Probengeometrie festzustellen.

2.) Mit einer Dichteänderung sollte auch eine Änderung in der Struktur verbunden sein. Der auf Änderungen in der Struktur empfindliche Temperaturkoeffizient des elektrischen Widerstandes wurde nach Schwerionenbestrahlung amorpher $Pd_{80}Si_{20}$-Proben bei tiefen Temperaturen vor Bestrahlung und nach isochronem Anlassen bestrahlter Proben bestimmt /KlaSRVSB 82/. Eine Änderung des Temperaturkoeffizienten wurde dabei nicht festgestellt.

3.) Bei der Ionenbestrahlung amorpher $Pd_{80}Si_{20}$-Proben bei tiefen Temperaturen kann freies Volumen erzeugt werden, das zu Widerstandsänderungen bis zu 3.5 % führt und beim Anlassen der Proben bis Raumtemperatur größtenteils ausheilt (vgl. Kap. 5.7). Das Anlassen unbehandelter amorpher $Pd_{82}Si_{18}$-Proben bei 513 K für 10 h hat eine Widerstandsänderung von 0.5 % und eine Dichteänderung von 0.25 % zur Folge /ChaKPSSW 84/. Auch an anderen unbehandelten amorphen Proben wurden beim Anlassen unterhalb T_g irreversible Änderungen im elektrischen Widerstand /AllTV82, Che 80, LinBT 79, Mar 79/ und in der Dichte /Che 78, KurS 80, KurSGC 80, KurCS 80, TauS 80, BeuR 83/ festgestellt, die von der gleichen Größenordnung sind wie in $Pd_{82}Si_{18}$. Die bestrahlungsinduzierten Dichteänderungen in $Pd_{80}Si_{20}$ bei tiefen Temperaturen liegen daher vermutlich bei ca. 1-2 %. Dichteabnahmen von 1.5 bzw. 0.8 % wurden auch bei Raumtemperaturbestrahlung von $(Mo_{0.6}Ru_{0.4})_{82}B_{18}$ mit schnellen Neutronen /KraJC 79/ bzw. bei Bestrahlung von $Fe_{40}Ni_{40}B_{20}$ mit Li- und He-Ionen bei 343 K /GerW 82/ festgestellt.

Da das durch Bestrahlung von $Pd_{80}Si_{20}$ bei tiefen Temperaturen erzeugte freie Volumen beim Anlassen bis Raum-

temperatur größtenteils an die Oberfläche relaxiert ist, sind die verbleibenden Dichteänderungen so gering, daß sie bei den hier durchgeführten Messungen nicht festgestellt werden können.

Für das zeitliche Verhalten der spezifischen Massendichte bei Bestrahlung gilt also in guter Näherung im Hinblick auf die Breiten- und Längenänderung:

$$d\rho/dt = 0 \qquad (4.3).$$

4.3 Der Ursprung der Anisotropie

Zunächst sind prinzipiell zwei Ursachen für das anisotrope Wachstum denkbar:

a) Irgendwelche Anisotropien in den Proben, die z.B. durch das Herstellungsverfahren oder das Walzen bedingt sind. Z.B. entstehen beim schnellen Abkühlen der Schmelze auf einer rotierenden Kupferscheibe Temperaturgradienten, so daß die der Kupferscheibe zugewandte Seite des Bandes mit einer höheren Abkühlrate abgeschreckt wird als die gegenüberliegende Seite. Dies kann zu einer bevorzugten Orientierung von Defekten in einer bestimmten Richtung oder einer scherungsinduzierten Anisotropie führen /YavD 84/.

b) Eine Anisotropie, die durch den gerichteten Ionenstrahl selbst bedingt ist. In der Tat werden aufgrund der abgeschirmten Coulomb-Wechselwirkung zwischen den Targetkernen und den hochenergetischen Projektilkernen fast alle primär angestoßenen Atome rechtwinklig zur (geradlinigen) Bahn des Projektils weggestoßen (s. Kap. 3.3). Bei einer unvollständigen Relaxation der Atome könnte diese Anisotropie in der Kinetik der Defektproduktion die Ursache sein für das anisotrope Wachstum der Proben.

Um zwischen diesen beiden Möglichkeiten zu entscheiden, wurden vier Proben unter dem Winkel $\sphericalangle(\vec{S},\vec{e}_z) = 45°$ bestrahlt (s.Abb. 4.4, $\vec{S}$: Normalenvektor der großen Folienoberfläche, $\vec{e}_z$: Einheitsvektor in z-Richtung). Um eine gute Homogenität bezüglich des erzeugten Strahlenschadens zu gewährleisten, wurden die Proben nach bestimmten Fluenzintervallen $\phi t = 1.3 \cdot 10^{13}$ cm^{-2} um 180 Grad gedreht.

Ist der gerichtete Ionenstrahl selbst die Ursache für das anisotrope Wachstum der Proben (Fall b)), so gilt aufgrund der

veränderten Bestrahlungsgeometrie

$$(\Delta b/b_0)_{45^\circ} = (\Delta d/d_0)_{45^\circ} \qquad (4.4),$$

da bei dieser Bestrahlungsgeometrie die Probenbreite und Probendicke bezüglich der Strahlachse physikalisch äquivalent sind. Die Längenänderung der Proben ist gleich wie bei der 0°-Geometrie, d.h.

$$(\Delta l/l_0)_{45^\circ} = (\Delta l/l_0)_{0^\circ} \qquad (4.5).$$

Da für beide Bestrahlungsgeometrien in linearer Näherung

$$\Delta V/V_0 = \Delta b/b_0 + \Delta d/d_0 + \Delta l/l_0 = 0 \qquad (4.6)$$

gilt, folgt aus den Gleichungen (4.4), (4.5) und (4.6)

$$(\Delta b/b_0)_{45^\circ} = -1/2\ (\Delta b/b_0)_{0^\circ} \qquad (4.7).$$

Sind irgendwelche Anisotropien in den Proben die Ursache für das anisotrope Wachstum (Fall a)), so sollte kein Einfluß der Bestrahlungsgeometrie auf das Meßergebnis zu erwarten sein, d.h. es gilt $(\Delta b/b_0)_{45^\circ} = (\Delta b/b_0)_{0^\circ}$.

Das Ergebnis dieses Experiments ist in Abb. 4.5 dargestellt. Zum Vergleich sind auch die Breitenänderungen für den Fall der senkrechten Bestrahlung eingezeichnet. Im Rahmen der Fehler gilt

$$(\Delta b/b_0)_{45^\circ} = -1/2\ (\Delta b/b_0)_{0^\circ} \qquad (4.8).$$

Das Resultat entscheidet also klar zugunsten von Fall b): Die Proben wachsen in den zur Strahlachse senkrechten Richtungen und schrumpfen in der zur Strahlachse parallelen Richtung.

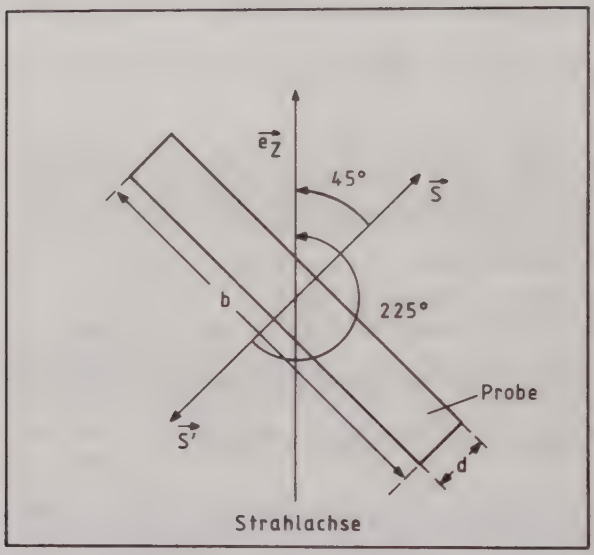

Abb. 4.4: Strahl-Target-Anordnung bei der Bestrahlung unter dem Winkel $\alpha = 45^\circ$ und $\alpha' = 225^\circ$. $\vec{S}$, $\vec{S}'$: Normalenvektor der großen Probenoberfläche bei Bestrahlung unter 45° bzw. 225°. $\vec{e}_z$: Einheitsvektor parallel zum Ionenstrahl.

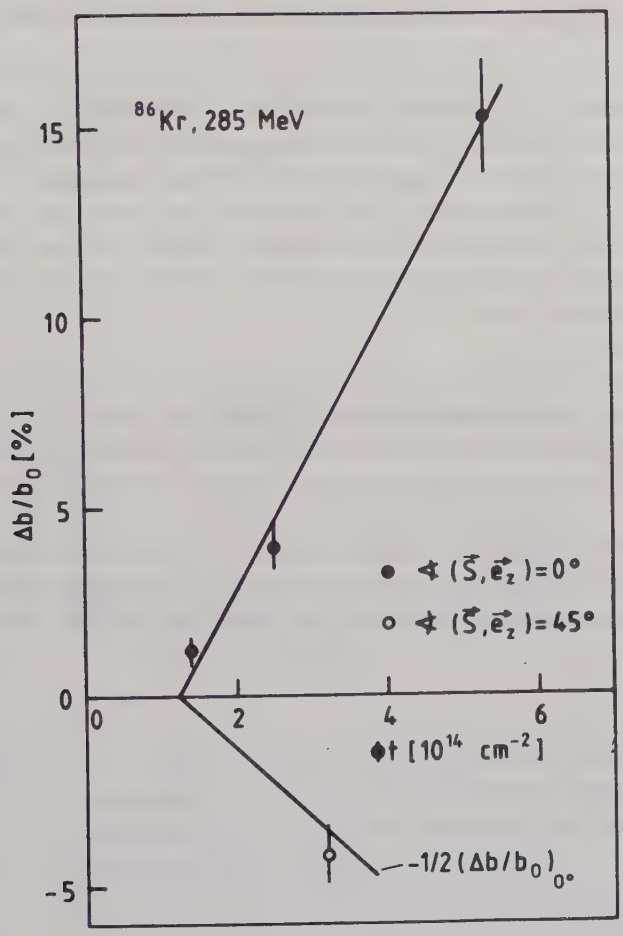

Abb. 4.5: Relative Breitenänderung $\Delta b/b_0$ nach Bestrahlung mit 285 MeV Kr-Ionen unter dem Winkel $\alpha = 0°$ und $\alpha = 45°$ als Funktion der Teilchenfluenz Φt bei Bestrahlung mit 285 MeV Kr-Ionen.
$\alpha = \sphericalangle(\vec{S},\vec{e}_z)$,
$\vec{S}$: Normalenvektor der großen Probenoberfläche,
$\vec{e}_z$: Einheitsvektor in der zum Ionenstrahl parallelen Richtung.

4.4. Der Einfluß der Vorbehandlung auf die Meßergebnisse

Um den Einfluß einer Vorbehandlung auf das Wachstum der Proben festzustellen, wurden bei einigen Experimenten unterschiedlich vorbehandelte Proben gleichzeitig mit Kr-Ionen bestrahlt (vgl. Kap.2.1). Das Ergebnis dieser Messungen ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Die Streuung der einzelnen Proben ist für beide Vorbehandlungen ungefähr gleich groß und es ist kein signifikanter Einfluß der Vorbehandlung auf das Meßergebnis festzustellen.

Der unterschiedliche Grad der Nahordnung - bedingt durch die unterschiedliche Vorbehandlung der Proben (s. Kap. 2.1) - hat also im Rahmen der Fehler keinen meßbaren Einfluß auf das Resultat der bestrahlungsinduzierten Umordnungsvorgänge.

Da es nicht das Ziel dieser Arbeit war, diese Fragestellung genauer zu untersuchen wurde bei den Bestrahlungen mit Ar- und Xe-Ionen auf das Anlassen der gewalzten Proben verzichtet.

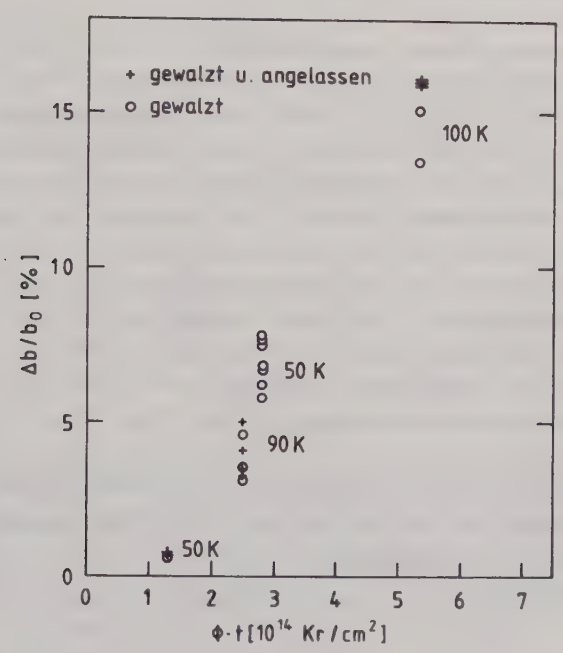

Abb. 4.6: Die relative Breitenänderung $\Delta b/b_0$ gewalzt und angelassener Proben (+) und gewalzter Proben (o) bei Bestrahlung mit 285 MeV Kr-Ionen als Funktion der Teilchenfluenz Φt.

4.5 Das Biegeverhalten der Proben

Beim Bestrahlen der Proben wurde beobachtet, daß diese sich oberhalb der Inkubationsfluenz mit zunehmender Fluenz aus ihrer ursprünglichen Lage dem Ionenstrahl entgegenbogen (s. Abb. 4.7). Um die Proben wieder in ihre ursprüngliche Lage zurückzubringen, wurde der Kryostat um 180° um eine vertikale Achse gedreht. Der maximale Winkel δ, um den sich die Proben aus ihrer ursprünglichen Lage herausbogen, wird auf ca. 20° geschätzt. Dies hat eine maximale Änderung der auf die Strahlachse projizierten effektiven Probendicke von ca. 7 % zur Folge. Der dadurch verursachte mittlere Fehler in S_L und S_n ist jedoch wesentlich kleiner und wurde bei den weiteren Betrachtungen vernachlässigt (vgl. Kap. 3.3).

Das Biegen der Proben wurde auch schon unterhalb der Inkubationsfluenz beobachtet. Der Effekt war hier jedoch wesentlich kleiner als oberhalb der Inkubationsfluenz.

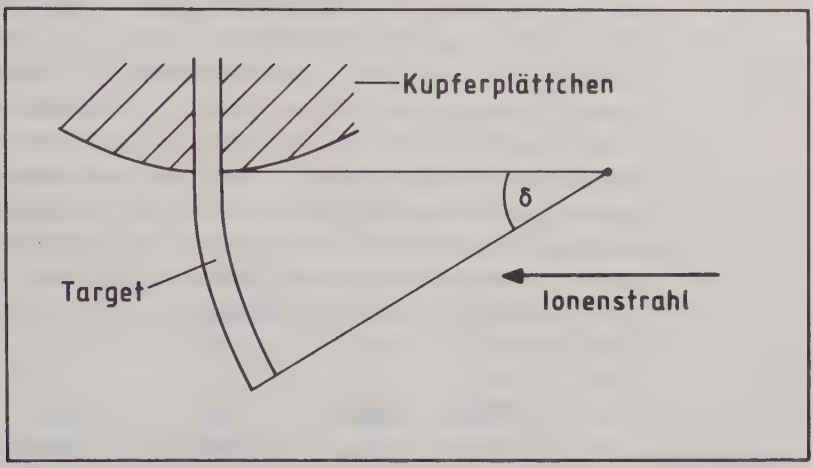

Abb. 4.7: Das Biegen einer zwischen zwei Kupferbacken eingespannten $Pd_{80}Si_{20}$-Probe bei Bestrahlung mit schweren Ionen.

Tab. 4.1: Relative Breiten-, Längen-, und Dichteänderungen nach Bestrahlung mit 170 MeV Ar-, 285 MeV Kr- und 360 MeV Xe-Ionen. ϕt: Teilchenfluenz, ϕ: Teilchenfluß, $\Delta b/b_0$: rel. Breitenänderung, $\Delta l/l_0$: rel. Längenänderung, $\Delta\rho/\rho_0$: rel. Dichteänderung, d: Probendicke, f: Anzahl der Proben. T ist die Temperatur an der Meßstelle bei den Breitenmessungen. Bei den Längenmessungen ist T die mittlere Bestrahlungstemperatur des Temperaturbereiches, in dem die Längenmessungen durchgeführt wurden. Bei der Bestimmung der bestrahlungsinduzierten Dichteänderung wird mit T die maximale Bestrahlungstemperatur der Proben bezeichnet.

^{40}Ar, 170 MeV

ϕt [$10^{15}cm^{-2}$]	ϕ [$10^{10}cm^{-2}s^{-1}$]	$\Delta b/b_0$ [%]	T [K]	ΔT [K]	d [µm]	f
2.68	2.41	0.9	35	10	8.5	8
1.31	2.44	0.5	35	10	8.0	8
2.68	2.41	1.1	50	10	8.5	8
1.31	2.44	0.5	50	10	8.0	8
1.86	6.16	0.1	110	20	6.0	10
1.86	6.16	0.1	160	20	6.8	10
0.62	4.56	0.1	150	20	7.8	5
2.18	18.7	0.1	270	30	7.0	10
4.77	19.4	0.2	270	30	7.8	10
2.18	18.7	0.2	350	30	7.0	10
5.04	19.5	0.0	530	40	8.0	5

^{86}Kr, 285 MeV

ϕt [$10^{14} cm^{-2}$]	ϕ [$10^{9} cm^{-2} s^{-1}$]	$\Delta b/b_0$ [%]	T [K]	ΔT [K]	d [µm]	f
0.52	7.4	0.0	40	10	8.2	5
2.80	7.4	6.9	50	10	5.9	7
1.31	7.5	0.7	50	10	10.4	6
2.51	18.1	3.9	90	20	8.3	7
1.39	21.6	1.2	80	20	7.9	8
5.32	18.6	15.3	100	20	8.0	8
3.20	16.5	2.9	180	30	9.4	4
0.71	14.2	0.3	180	30	9.4	6
3.20	16.5	3.0	200	30	9.4	4
0.71	14.2	0.3	160	30	9.4	6
3.20	16.5	3.0	280	40	9.4	4
8.88	17.7	0.3	300	40	9.2	5
7.76	20.0	2.8	300	40	9.2	6
4.16	18.8	1.0	300	40	9.2	6
0.71	14.2	0.0	250	40	9.4	6
3.10	18.7	1.1	320	40	10.5	6
0.71	14.2	0.2	360	40	9.4	6
8.88	17.7	2.0	380	40	10.1	5
3.20	16.5	0.5	420	40	9.4	4
7.76	20.0	1.6	450	40	9.4	6
4.16	18.8	1.0	450	40	9.2	6
3.10	18.7	0.3	490	40	10.5	6
		45^{o} - Anordnung				
3.17	20.4	-4.2	100	20	6.5	4

ϕt [$10^{14} cm^{-2}$]	ϕ [$10^{9} cm^{-2} s^{-1}$]	$\Delta \rho / \rho_0$ [%]	T [K]	ΔT [K]	d [µm]	f
4.66	21.2	0.0	100	20	9.0	1
8.88	17.7	0.0	380	40	9.2	3
3.10	18.7	0.0	490	40	10.5	3
7.76	20.0	0.0	450	40	9.2	2
4.16	18.8	0.0	450	40	9.2	2

^{86}Kr, 285 MeV

ϕt [$10^{14}cm^{-2}$]	ϕ [$10^{9}cm^{-2}s^{-1}$]	$\Delta l/l_0$ [%]	T [K]	ΔT [K]	d [μm]	f
5.32	18.6	13.8	90	20	8.0	4
1.39	21.6	0.7	70	20	7.9	8

^{129}Xe, 360 MeV

ϕt [$10^{13}cm^{-2}$]	ϕ [$10^{8}cm^{-2}s^{-1}$]	$\Delta b/b_0$ [%]	T [K]	ΔT [K]	d [μm]	f
0.418	6.7	0.1	20	5	7.2	1
0.423	7.8	0.0	20	5	7.2	1
0.836	7.1	2.2	20	5	6.7	1
0.853	8.8	1.8	20	5	7.2	1
1.65	6.6	6.6	20	5	7.1	1
1.70	7.3	5.8	20	5	7.0	1
1.14	12.1	4.5	20	5	8.4	4
1.49	16.9	6.1	20	5	8.6	3
0.77	17.7	1.5	20	5	8.4	3
0.92	12.9	1.9	65	10	8.3	3
1.28	12.4	3.2	65	10	7.9	3
1.59	12.3	5.9	65	10	8.2	3
4.72	63.5	13.2	135	15	7.6	3
7.09	63.5	22.9	135	15	7.6	3
2.31	63.5	6.9	135	15	7.8	3
4.26	63.0	5.2	185	10	7.8	3
7.77	63.0	9.5	185	10	8.0	3
4.02	76.0	1.4	320	10	7.6	3
10.84	76.0	5.0	320	10	7.5	3
6.75	76.0	3.3	320	10	7.6	3
6.84	78.0	1.3	415	10	7.8	3
11.41	78.0	3.1	415	10	8.4	3
23.83	78.0	7.4	415	10	8.4	3
4.64	78.0	1.0	415	10	7.6	3

5. Diskussion

5.1 Stabilität von bestrahlungsinduzierten Defekten in metallischen Gläsern

Bei der Bestrahlung eines metallischen Glases mit hochenergetischen Teilchen werden durch elastische Stöße der Projektile mit Targetionen bei ausreichenden Energieüberträgen Atome von ihren Plätzen gestoßen (s. Kap. 3.3). Dabei werden wenigstens kurzzeitig (10^{-12}s) Gebiete mit einer lokalen Atomanzahldichte $N(\vec{r}) < N$ und Gebiete mit $N(\vec{r}) > N$ erzeugt (N : mittlere Atomanzahldichte). Gebiete mit $N(\vec{r}) < N$ werden als n-Defekte, Gebiete mit $N(\vec{r}) > N$ als p-Defekte bezeichnet /EgaMV 80, SroMVE 81/, analog zu Leerstellen und Zwischengitteratomen in kristallinen Metallen. Die einfachsten Defekte werden - wie bei kristallinen Metallen - durch die Bestrahlung mit hochenergetischen Elektronen erzeugt, wo zum überwiegenden Teil Einzelverlagerungen stattfinden. Aufgrund der Stoßkinetik sind ähnliche Defektkonfigurationen mit hoher Wahrscheinlichkeit auch bei der Bestrahlung mit O- (25 MeV) und Ar-Ionen (140 MeV, 170 MeV, 220 MeV) zu erwarten. Bei der Bestrahlung mit Kr-(285 MeV) und Xe-Ionen (360 MeV) nimmt die Wahrscheinlichkeit für hochenergetische Energieüberträge zu, so daß überwiegend ausgeprägte Verlagerungskaskaden erzeugt werden.

Über die Langzeit-Stabilität von n-Defekten gibt es mehrere experimentelle Untersuchungen und Computersimulationen. So wurde durch die Messung der Lebensdauer von Positronen nach Tieftemperaturbestrahlung von $Pd_{80}Si_{20}$, $Cu_{50}Ti_{50}$, $Fe_{80}B_{20}$ und $Fe_{40}Ni_{40}P_{14}B_6$ mit hochenergetischen Elektronen die Existenz gut lokalisierter n-Defekte nachgewiesen, die ungefähr die Größe eines Atomvolumens haben /MosHYC 82, MosHYVC 82, Yli MKH 82, HauY 82/. Die Langzeit-Stabilität solcher n-Defekte bei tiefen Temperaturen wird auch aufgrund der Ergebnisse einiger Computersimulationen erwartet /EgaMV 80, BraK 83, Bra 84/. Diese lokalisierten Defekte verschwinden allmählich beim

Anlassen der Proben. Oberhalb Raumtemperatur, wo die intrinsische Relaxation einsetzt, ist der größte Teil der bestrahlungsinduzierten Defekte verschwunden. Dieses Erholungsverhalten wird durch Widerstandsmessungen nach Tieftemperaturbestrahlung an $Pd_{80}Si_{20}$ /KlaP 82/ und $Fe_{75}B_{25}$ /AudBDJ 82,1/ bestätigt.

Über die Langzeitstabilität von p-Defekten gibt es nur wenige Untersuchungen. Aus Messungen der magnetischen Nachwirkung beim Anlassen elektronenbestrahlter $Fe_{80}B_{20}$- und $Fe_{40}Ni_{40}B_{20}$-Proben wurde geschlossen, daß nur wenige Atomabstände von einem n-Defekt entfernt ein p-Defekt existiert /MosHYC 82, MosHYVC 82/. Dadurch würden hohe lokale Spannungen erzeugt, so daß beim Anlassen der Proben die n-Defekte schon nach 6 bis 10 Sprüngen mit p-Defekten rekombinieren. Die p-Defekte müßten folglich relativ stabil sein. Gegen diese Argumentation gibt es jedoch gewichtige Einwände:

a) Spaepen hat anhand von Computersimulationen geschlossen, daß ein leerstellenartiger Punktdefekt in einem amorphen Metall schon nach wenigen Atomsprüngen in freies Volumen zerfallen sein sollte /Spa 77/, ohne daß ein p-Defekt in der Umgebung des n-Defekts vorausgesetzt wird.

b) Computersimulationen weisen darauf hin, daß p-Defekte selbst bei tiefen Temperaturen nicht langzeitstabil sind, sondern über Relaxationsprozesse größtenteils an der Oberfläche verschwinden und nur geringe positive Dichtefluktuationen zurückbleiben /Bra 84/.

c) Aufgrund der Abnahme der spezifischen Massendichte von $Fe_{40}Ni_{40}B_{20}$ um 0.8 % bei der Bestrahlung mit Li- und α-Teilchen bei 110 K wurde eine hohe Beweglichkeit der p-Defekte bei dieser Temperatur vorgeschlagen /GerW 82/. In diesem Modell können die p-Defekte zwar mit bestrahlungsinduzierten n-Defekten annihilieren, jedoch soll vor allem die Probenoberfläche als starke Senke für die p-Defekte dienen. Nur die Annihilation der p-Defekte an

der Probenoberfläche trägt danach zum Schwellen der Proben bei. Damit läßt sich auch die Dichteabnahme von $(Mo_{0.6}Ru_{0.4})_{82}B_{18}$ bei Raumtemperaturbestrahlung mit schnellen Neutronen /KraJC 79/ erklären.

Die in den Punkten b) und c) postulierte Langzeit-Instabilität von p-Defekten würde also einerseits bedeuten, daß beim thermischen Anlassen der Proben keine Rekombination von n-Defekten mit p-Defekten stattfindet, sondern daß sich die n-Defekte allmählich auflösen. Dabei wird das freie Volumen der n-Defekte durch kollektive Umordnungsvorgänge - ähnlich wie beim Anlassen unbestrahlter Proben unterhalb der Glastemperatur /Ega 78, WasE 79, ScoK 82/ - auf die benachbarten Atome verteilt und verschwindet schließlich an der Probenoberfläche.

Andererseits ist die Langzeit-Instabilität von p-Defekten verträglich mit einer bestrahlungsinduzierten Zunahme an freiem Volumen, womit die experimentell beobachtete drastische Erhöhung der Duktilität in $Fe_{40}Ni_{40}B_{20}$ /GerSW 83/ und $(Mo_{0.6}Ru_{0.4})_{82}B_{18}$ /KraJC 79/ bei Bestrahlung mit hochenergetischen Teilchen erklärt werden kann.

Mit der Zunahme an freiem Volumen lassen sich auch die Widerstandszunahmen in $Pd_{80}Si_{20}$ und $Fe_{80}B_{20}$ bei Tieftemperaturbestrahlung mit hochenergetischen Elektronen /KlaP 82, AudBDJ 82,1/, O- und Ar-Ionen /KlaSRVSB 82/ unterhalb der Inkubationsfluenz erklären (vgl. Kap. 5.7). Die Defektproduktion wurde hier formal gleich beschrieben wie die Defektproduktion in kristallinen Metallen bei Tieftemperaturbestrahlung mit hochenergetischen Elektronen /DueSSH 69/. In diesem Formalismus wird die Langzeit-Stabilität von p-Defekten vorausgesetzt. Er ist jedoch auch dann noch anwendbar, wenn die Langzeit-Stabilität von p-Defekten nicht mehr gegeben ist. Die Schädigungsrate beschreibt dann lediglich die Zunahme an freiem Volumen, charakterisiert durch die Produktion von n-Defekten.

Bei der gleichzeitigen Produktion eines n-Defektes und eines p-Defektes gibt es für den p-Defekt zwei Möglichkeiten:

a) In der Umgebung des erzeugten p-Defektes wird durch Relaxationsprozesse die ursprüngliche Dichte wiederhergestellt. Der p-Defekt verschwindet an der Oberfläche. In diesem Fall trägt das erzeugte n-Defekt-p-Defekt-Paar zur Erhöhung des freien Volumens bei.

b) Der p-Defekt wird in einem Gebiet erzeugt, in dem sich bereits ein n-Defekt befindet. Durch Rekombination der beiden Defekte wird die ursprüngliche Dichte in diesem Gebiet wiederhergestellt. Die Produktion des n-Defekt-p--Defekt-Paares wird in diesem Fall zu keiner Erhöhung des freien Volumens führen.

Mit zunehmender Defektkonzentration wird die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von Fall b) größer. Sättigung an freiem Volumen ist erreicht, wenn ausschließlich Fall b) auftritt. Dies entspricht einer auf Null abgesunkenen Defektproduktionsrate und einem Gleichgewichtszustand hinsichtlich der Produktion von n- und p-Defekten, d.h. einem konstanten freien Volumen. Die Größe ρ_F, die im Kristallinen die Widerstandszunahme pro Frenkelpaar angibt, würde im Amorphen dann die Widerstandszunahme pro erzeugtem n-Defekt beschreiben.

Die Verteilung des freien Volumens in der Probe kann durchaus von Projektileigenschaften abhängen. Erholungsmessungen an tieftemperaturbestrahlten $Pd_{80}Si_{20}$-Proben /TakK84, SchWWKP 84/ weisen darauf hin, daß bei hohen Energieüberträgen des Projektils an die Targetatome ausgedehnte n-Defekte entstehen, in denen das erzeugte freie Volumen aufgrund dynamischer Relaxationsprozesse in den Verlagerungskaskaden feiner auf die benachbarten Atome verteilt ist als bei Elektronenbestrahlung. Die im Vergleich zur Positronenlebensdauer nach Elektronenbestrahlung von $Fe_{80}B_{20}$ /MosHYC 82, MosHYVC 82/ geringere Lebensdauer nach Li- und He-Bestrahlung /AudMHY 83/ bestätigen dieses Bild.

5.2 Die Phänomenologie des Wachstums

Aus dem Prinzip der Massenerhaltung folgt in der Mechanik der deformierbaren Körper die Kontinuitätsgleichung /Bud 69/:

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \operatorname{div} \vec{v} = 0 \cdot \qquad (5.1),$$

wobei

$$\vec{v} = (d\xi/dt, d\eta/dt, d\zeta/dt) \qquad (5.2)$$

die Geschwindigkeit eines beliebigen Punktes (ξ,η,ζ) der Probe ist.

Im folgenden soll gezeigt werden, daß die Gleichung 5.1 unter Zuhilfenahme einiger Symmetriebedingungen bereits wesentliche Züge des bestrahlungsinduzierten Wachstums beschreibt. Dabei soll - wie in dieser Arbeit bisher üblich - die z-Achse des Koordinatensystems in Richtung der Strahlachse zeigen. Außerdem soll die betrachtete Probe nicht eingespannt sein, d.h. es sollen keinerlei äußere Zwangskräfte auf die Probe ausgeübt werden.

Aufgrund der makroskopisch räumlich und zeitlich konstanten Dichte der Probe ($d\rho/dt=0$, vgl. Kap. 4.2) gilt also

$$\operatorname{div} \vec{v} = \frac{\partial}{\partial x}\frac{d\xi}{dt} + \frac{\partial}{\partial y}\frac{d\eta}{dt} + \frac{\partial}{\partial z}\frac{d\zeta}{dt} = 0 \qquad (5.3)$$

Bei homogener Bestrahlung in x- und y-Richtung gilt daher aus Symmetriegründen

$$\frac{\partial}{\partial x}\frac{d\xi}{dt} = \frac{\partial}{\partial y}\frac{d\eta}{dt} = -\frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial z}\frac{d\zeta}{dt} \qquad (5.4)$$

Da die Lage des Koordinatensystems in der x-y-Ebene willkürlich ist, gilt

$$\frac{\partial}{\partial x}\frac{d\xi}{dt}\ ,\ \frac{\partial}{\partial y}\frac{d\eta}{dt}\ :\ \text{unabhängig von } x,\ y.$$

Daraus folgt

$$\frac{\partial}{\partial x}\frac{d\xi}{dt} = F(z,t,T) \tag{5.5a}$$

$$\frac{\partial}{\partial y}\frac{d\eta}{dt} = F(z,t,T) \tag{5.5b}$$

$$\frac{\partial}{\partial z}\frac{d\zeta}{dt} = -2\ F(z,t,T) \tag{5.5c}.$$

Die Funktion F(z,t,T) hängt ab von der z-abhängigen Defektproduktion, vom Targetmaterial, von Projektileigenschaften, von der Zeit und von der Temperatur. Durch Integration erhält man

$$\frac{d\xi}{dt} = \int_{x_0}^{\xi(t)} F(z,t,T)dx = F(z,t,T)\cdot(\xi - x_0) \tag{5.6a}$$

$$\frac{d\eta}{dt} = \int_{y_0}^{\eta(t)} F(z,t,T)dy = F(z,t,T)\cdot(\eta - y_0) \tag{5.6b}$$

$$\frac{d\zeta}{dt} = -2\int_{z_0}^{\zeta(t)} F(z,t,T)dz \tag{5.6c}$$

An der Stelle (x_0,y_0,z_0) ist $\vec{v} = 0$. Durch geeignete Wahl des Bezugssystems kann dies jeweils für einen beliebigen Probenpunkt erreicht werden. Im Laborsystem beschreibt der Punkt (x_0,y_0,z_0) die Stelle, an der die Probe eingespannt wird und räumlicher Fixpunkt bleibt, während alle anderen Punkte der Probe bei Bestrahlung ortsveränderlich sind. Wird - wie im Experiment - eine Gerade festgehalten, so treten Zwangskräfte auf, die zu den beobachteten Verwölbungen der Proben führen (vgl. Kap. 2.4).

Die Gleichungen 5.6.a-c beschreiben das Wachstum bei homogener Bestrahlung in x- und y- Richtung. Die in diesen Gleichungen enthaltene z-Abhängigkeit der Defektproduktion - z.B. charakterisierbar durch den nuklearen Energieverlust $S_n(z)$ oder den Wirkungsquerschnitt P(z) für Atomverlagerungen - macht die Berechnung des Wachstums mathematisch sehr aufwendig. Bei der folgenden Beschreibung der Phänomenologie des Wachstums wird deshalb näherungsweise eine homogene Schädigung der Proben, d.h. $S_n(z)$ = const. angenommen. Diese Näherung ist ausreichend, da aufgrund des Drehens der Proben die Inhomogenität in $S_n(z)$ maximal 30 % betrug (s. Kap. 3.3).

Wählt man die Einspannstelle (x_0,y_0,z_0) als Nullpunkt des Koordinatensystems (0,0,0), dann folgt aus den Gleichungen 5.6.a - 5.6.c

$$\frac{d\xi}{dt} = \xi \cdot F(t,T) \qquad (5.7a)$$

$$\frac{d\eta}{dt} = \eta \cdot F(t,T) \qquad (5.7b)$$

$$\frac{d\zeta}{dt} = -2\zeta \cdot F(t,T) \qquad (5.7c)$$

Durch Integration erhält man

$$\xi(t) = \xi_0 \cdot e^{\int_{t_0}^{t} F(t',T)dt'} \quad , \quad (\xi_0 = \xi(t_0)) \qquad (5.8a)$$

$$\eta(t) = \eta_0 \cdot e^{\int_{t_0}^{t} F(t',T)dt'} \quad , \quad (\eta_0 = \eta(t_0)) \qquad (5.8b)$$

$$\zeta(t) = \zeta_0 \cdot e^{-2\int_{t_0}^{t} F(t',T)dt'} \quad , \quad (\zeta_0 = \zeta(t_0)) \qquad (5.8c)$$

Da keine Abhängigkeit quadratischer oder höherer Ordnung des Wachstums vom Teilchenfluß ϕ festgestellt wurde, läßt sich die Funktion $F(T,t)$ darstellen als

$$F(T,t) = A(T,S_n) \cdot \phi$$

$A(T,S_n)$ beschreibt die Abhängigkeit der Wachstumsrate von S_n und T.

Mit den Gleichungen 5.8a-5.8c erhält man

$$\xi(t) = \xi_0 \cdot e^{A(T,\, S_n)\,\phi\cdot(t-t_0)} \qquad (5.9a)$$

$$\eta(t) = \eta_0 \cdot e^{A(T,\, S_n)\,\phi\cdot(t-t_0)} \qquad (5.9b)$$

$$\zeta(t) = \zeta_0 \cdot e^{-2A(T,\, S_n)\,\phi\cdot(t-t_0)} \qquad (5.9c)$$

Bei geeigneter Wahl des Zeitnullpunktes $\phi t_0 = (\phi t)_i$ läßt sich auch die Inkubationsfluenz mitberücksichtigen, die ihrerseits von der Temperatur abhängen kann (vgl. Kap. 4.1). Man erhält dann

$$\xi(t)/\xi_0 = e^{A(T,\, S_n)\cdot[\phi t-(\phi\cdot t)_i]}$$

$$= 1 + A(T,\, S_n)\cdot[\phi t-(\phi t)_i] + \frac{1}{2} A^2(T,\, S_n)\,[\phi t-(\phi t)_i]^2 + \cdots \quad \text{für} \quad [\phi t>(\phi t)_i] \qquad (5.10)$$

Entsprechende Gleichungen gelten für $\eta(t)$ und $\zeta(t)$.

Bei den in dieser Arbeit gemessenen Breitenänderungen ist der quadratische Term in Gleichung 5.10 stets kleiner als der Meßfehler, so daß zur Beschreibung dieser Meßergebnisse die lineare Näherung verwendet werden kann. Tatsächlich ist bei Breitenänderungen von 23 % im Rahmen des Fehlers keine Abweichung von der Linearität zu beobachten (s. Abb. 4.1). Bei Breitenänderungen $\Delta b/b_0 > 25$ % sollte der quadratische Term größer als der Meßfehler werden und daher beobachtbar sein. In linearer Näherung gilt also für $\phi t > (\phi t)_i$

$$\frac{\Delta\xi(t)}{\xi_0} = \frac{\xi(t)-\xi_0}{\xi_0} = A(T,S_n)\left[\phi t-(\phi t)_i\right] \qquad (5.11a)$$

$$\frac{\Delta\eta(t)}{\eta_0} = \frac{\eta(t)-\eta_0}{\eta_0} = A(T,S_n)\left[\phi t-(\phi t)_i\right] \qquad (5.11b)$$

$$\frac{\Delta\zeta(t)}{\zeta(t)} = \frac{\zeta(t)-\zeta_0}{\zeta_0} = -2A(T,S_n)\left[\phi t-(\phi t)_i\right] \qquad (5.11c)$$

Für die Wachstumsrate $A(T, S_n)$ erhält man

$$A(T, S_n) = \frac{\Delta\xi(t)}{\xi_0\left[\phi t - (\phi t)_i\right]}$$

$$= \frac{\Delta\eta(t)}{\eta_0\left[\phi t - (\phi t)_i\right]}$$

$$= -\frac{1}{2}\,\frac{\Delta\zeta(t)}{\zeta_0\left[\phi t - (\phi t)_i\right]} \qquad (5.12)$$

Dies entspricht genau den experimentellen Ergebnissen des Kapitels 4.1 und 4.2. Nicht beschrieben wird das Biegeverhalten der Proben. Man könnte zunächst denken, daß dies seine triviale Ursache in der Vernachlässigung der z-Abhängigkeit der Defektproduktion habe. Eine genauere Untersuchung des

Problems zeigt jedoch, daß dies nicht der Fall ist. Da das Wachstum eine lokale Ursache - nämlich die Wechselwirkung zwischen einzelnen Projektilen und Targetatomen - hat, muß vielmehr vermutet werden, daß die Voraussetzung $d\rho/dt = 0$ nicht streng erfüllt ist. Eine weitere Untersuchung rechtfertigt den großen mathematischen Aufwand (das Problem mit $S_n = az+b$ ist noch in geschlossener Form lösbar, $S_n = az^2+b$ nur noch numerisch) erst, wenn geklärt ist, wie $A(T,S_n)$ als Funktion von S_n genau aussieht, damit quantitative Vergleiche mit dem Experiment möglich sind. Die in der vorliegenden Arbeit gewonnenen Daten erlauben aber bezüglich $A(T,S_n)$ noch keine endgültigen Aussagen (s. Kap. 5.5).

5.3 Vergleich des Wachstums in amorphen und kristallinen Metallen

In kristallinen Metallen kommt bestrahlungsinduziertes Wachstum nur bei kristallographisch anisotropen Materialien vor /LetQ 72/. In kubischen Metallen wurde dieser Bestrahlungseffekt nie beobachtet /Tho 69/. Dies wird bestätigt durch eigene Messungen an polykristallinem Kupfer, wo nach Bestrahlung mit 285 MeV Kr-Ionen bis $\phi t = 5.2 \cdot 10^{14}$ cm^{-2} ($T < 20K$) innerhalb des Meßfehlers von 0.3 % kein Wachstum beobachtet wurde.

Buckley /Buc 62/ hat ein Modell zur Erklärung des Wachstums in α-Uran (orthorhombisch) bei Bestrahlung mit Spaltprodukten vorgeschlagen. Dieses Modell nimmt die bevorzugte Bildung von Leerstellen- und Zwischengitteratomversetzungsringen in kristallographisch unterschiedlichen Ebenen unter dem Einfluß anisotroper Spannungsfelder an. Letztere sollen durch die stark unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten für die verschiedenen Kristallrichtungen beim Abklingen der Verlagerungskaskaden entstehen.

Kelly /Kel 73/ hat darauf hingewiesen, daß dieses Modell an einigen Stellen mit experimentellen Ergebnissen nicht übereinstimmt. In weiteren Modellen wurden daraufhin zusätzliche Mechanismen zur Erklärung des bestrahlungsinduzierten Wachstums vorgeschlagen, wie z.B. das Klettern von Versetzungen und Versetzungsringen /Dol 75, BulW 80/, sowie die bevorzugte Anlagerung von Zwischengitteratomen bzw. Leerstellen an Versetzungen, Leerstellen- oder Zwischengitteratomversetzungsringen /Dol 75, CarN 75, BulW 80/, die bevorzugt in bestimmten kristallographischen Ebenen liegen.

Alle diese Modelle ziehen - entsprechend der experimentellen Erfahrung - zur Erklärung des Wachstums eine anisotrope Kristallstruktur heran. Völlige Klarheit bezüglich der

Wachstumsmechanismen in kristallinen Metallen gibt es noch nicht /Bul 83/.

Die Bestrahlung von $Pd_{80}Si_{20}$ mit 285 MeV Kr- bzw. 360 MeV Xe-Ionen ist bezüglich der Stoßkinetik sehr ähnlich der Bestrahlung von Uran mit leichten bzw. schweren Spaltprodukten. Vergleicht man die Merkmale des Wachstums in anisotropen kristallinen Metallen bei Bestrahlung mit Spaltprodukten mit dem Wachstum in $Pd_{80}Si_{20}$ bei Bestrahlung mit Kr- und Xe-Ionen, so stellt man fest, daß viele Merkmale des Wachstums gleich sind (s. Tab. 5.1): Keine thermische Erholung, keine Sättigung, höchstens geringe Änderung der spezifischen Massendichte, keine signifikante Änderung der mikroskopischen Struktur, starke Temperaturabhängigkeit und Abhängigkeit vom Projektil.

Der unterschiedliche Einfluß der Vorbehandlung auf das Wachstum in kristallinen Metallen und amorphem $Pd_{80}Si_{20}$ ist darauf zurückzuführen, daß beim Walzen von kristallinen Metallen hohe Konzentrationen an Versetzungen entstehen, die das Wachstum in diesen Materialien stark beeinflussen /Dol 75/. Beim Walzen metallischer Gläser wird freies Volumen in Gleitbändern lokalisiert eingebaut, während der weitaus größte Teil der Probe keine Änderung in der Struktur erfährt (s. Kap. 2.1). Außerdem wird beim Bestrahlen von $Pd_{80}Si_{20}$ bis zum Erreichen der Inkubationsfluenz das Probenmaterial so stark geschädigt, daß geringe Unterschiede in der Struktur aufgrund unterschiedlicher Vorbehandlung vermutlich kaum mehr vorhanden sind (s. Kap. 5.5).

Zwei wesentliche Unterschiede gibt es jedoch zwischen dem Wachstum in kristallinen Metallen und dem Wachstum in $Pd_{80}Si_{20}$:

(i) Der Ursprung der Anisotropie liegt bei kristallinen Metallen in der Anisotropie der Kristallstruktur während er bei $Pd_{80}Si_{20}$ in dem gerichteten Ionenstrahl liegt.

(ii) Die normierte Wachstumsrate $\gamma(T) = A(T)/P$ (s. Abb. 4.3), in deren Berechnung nur die Anzahl der Verlagerungen pro Atom eingeht, beträgt für das 360 MeV Xe-Projektil unterhalb 70K ungefähr 50 dpa^{-1} während die Wachstumsraten in kristallinen Metallen immer kleiner als eins sind. Gemäß der Definition der Wachstumsraten tragen bei der Xe-Bestrahlung unterhalb 70 K ca. 100 mal so viele Atome zum Wachstum in x- und y-Richtung bei als nach herkömmlichen Berechnungen überhaupt verlagert wurden.

Man könnte vermuten, daß die Schwellenenergie T_d für Atomverlagerungen, die in die Berechnung von P eingeht, wesentlich kleiner ist als der in Kapitel 3.3 angenommene Wert von 40 eV. Um im Falle des 360 MeV Xe- Projektils einen physikalisch sinnvollen Wert von $\gamma \leq 1$ dpa^{-1} unterhalb 70 K zu erhalten, müßte für T_d ein Wert angenommen werden, der kleiner ist als 0.5 eV. Gegen einen so niedrigen Wert von T_d sprechen jedoch die in Kapitel 3.3 erwähnten Messungen von T_d an amorphem und kristallinem Fe_3B (neue Messungen des Wachstums an $Fe_{80}B_{20}$ ergeben ebenfalls $\gamma \gg 1$ dpa^{-1}). Diese Messungen ergaben einen für beide Phasen im Rahmen des Fehlers übereinstimmenden Wert von 22 eV, der ungefähr gleich groß ist wie der Wert von kristallinem Eisen (T_d = 17 eV /Jun 78/).

Die Bestimmung von T_d wird jedoch mit Hilfe von Elektronenbestrahlungen durchgeführt, wo zum weitaus überwiegenden Teil Einzelverlagerungen entstehen, die in der Probe zeitlich nacheinander und räumlich statistisch erzeugt werden. Bei der Bestrahlung mit Kr- oder Xe-Ionen hingegen wird der Strahlenschaden durch ausgeprägte Verlagerungskaskaden charakterisiert (vgl. Kap. 3.3). Dies könnte zu einer drastischen Herabsetzung von T_d führen. Der Effekt sollte also mit zunehmender Kaskadengröße anwachsen und auf diese Weise die hohen Wachstumsraten erklären.

In Kapitel 5.1 wurde gezeigt, daß die Bestrahlung mit hochenergetischen Teilchen zu einer Vergrößerung des freien Volumens führen kann. Dies kann eine Verminderung der Viskosität um viele Größenordnungen, d.h. eine katastrophale Entfestigung des Materials zur Folge haben (s. Kap. 5.5). Da die Defektproduktion außerdem mit dem Aufbau lokaler Spannungsfelder verbunden ist /EgaMV 80, SroMVE 81/, kann man sich fragen, ob das Konzept einer Schwellenenergie zur Beschreibung des Wachstums überhaupt sinnvoll ist, oder ob in einem so stark gestörten Material neben der Produktion freien Volumens bisher nicht betrachtete Verlagerungsprozesse (z.B. lokale Schertransformationen) entscheidend für das Wachstum mitverantwortlich sind.

Aus (i) und (ii) folgt, daß keines der Modelle, das zur Beschreibung des Wachstums in kristallinen Metallen vorgeschlagen wurde, das Wachstum in metallischen Gläsern erklären kann.

Tab. 5.1: Vergleich des bestrahlungsinduzierten Wachstums von kristallinen Metallen und $Pd_{80}Si_{20}$.

	Kristallines Metall[1)]	Metallisches Glas $Pd_{80}Si_{20}$
Thermische Erholung	nein	nein[2)]
Sättigung	nein	nein
Änderung in der spez. Massendichte	nein	< 0.5 %
Änderungen in der mikrosk. Struktur	klein, bevorzugte Orientierung von Versetzungsringen	gering
Temperaturabhängigkeit	stark	stark (s. Abb. 4.2)
Projektilabhängigkeit	ja	ja
Einfluß der Vorbehandlung	ja	nicht signifikant

1) Diese Eigenschaften wurden den Referenzen /Tho 69/ und /LetQ 72/ entnommen.

2) Diese Eigenschaft wurde nur qualitativ während des Aufwärmens des Kryostaten geprüft.

5.4 Wachstum und mikroskopische Struktur

Der Einfluß der Ionenbestrahlung auf die mikroskopische Struktur des Glases ist klein im Vergleich zur Größe des Wachstums. Dafür sprechen folgende Beobachtungen:

(i) Die bestrahlungsinduzierten Dichteänderungen - gemessen bei Raumtemperatur - sind kleiner als 0.5 %.

(ii) Selbst bei großen Breitenänderungen $\Delta b/b_0 \approx 23$ % wurde keine Tendenz zur Sättigung des Wachstums beobachtet (s. Abb. 4.1). Die amorphe Struktur ist also selbst nach so großen Breitenänderungen gleich empfindlich auf Wachstum wie bei der Inkubationsdosis (stationärer Zustand).

(iii) Die Proben waren vor und nach Bestrahlung unverändert duktil. Die Ausscheidung kristalliner Phasen und eine damit verbundene Versprödung wird daher ausgeschlossen.

(iv) Der Temperaturkoeffizient α des elektrischen Widerstandes reagiert empfindlich auf Änderungen in der amorphen Struktur /Che 80/. Er ist für kristallines $Pd_{80}Si_{20}$ um mehr als eine Größenordnung größer als für die entsprechende amorphe Legierung /Les 73/. Da sich bei Bestrahlung von $Pd_{80}Si_{20}$ mit schweren Ionen selbst bei Breitenänderungen der Proben von ca. 10% α nicht änderte /KlaSRVSB 82/, sind die Änderungen in der mikroskopischen Struktur gering im Vergleich zum Wachstum.

(v) Berücksichtigt man den Einfluß des Wachstums auf den elektrischen Widerstand, dann sind die bestrahlungsinduzierten Änderungen des elektrischen Widerstandes kleiner als 3.5 %. Diese Änderungen sind vermutlich auf die Erzeugung freien Volumens zurückzuführen (s. Kap.

5.1), das beim Anlassen bis 382 K nahezu vollständig an die Oberfläche relaxiert.

(vi) An Kr-bestrahlten $Cu_{50}Zr_{50}$-Proben, die größenordnungsmäßig zehn Prozent Wachstum zeigten, waren im Röntgendiagramm im Vergleich zu den unbestrahlten Proben keine signifikanten Änderungen festzustellen /SchKRV 84/.

5.5 Ein Modell des Wachstums

In einem Modell des Wachstums müssen folgende experimentellen Ergebnisse berücksichtigt werden:

a) Die Existenz einer Inkubationsfluenz

b) Geringe Änderungen in der mikroskopischen Struktur

c) Keine Sättigung des Wachstums

d) Kein Einfluß der Vorbehandlung auf das Wachstum

e) Die Temperaturabhängigkeit des Wachstums

f) Die Abhängigkeit des Wachstums von der chemischen Zusammensetzung der Legierung

g) Der Ursprung der Anisotropie

h) Die außergewöhnliche Größe der Wachstumsraten

i) Die starke Projektilabhängigkeit des Wachstums

j) Das Biegen der Proben

Bis jetzt liegt noch kein Modell vor, welches das bestrahlungsinduzierte Wachstum vollständig erklären kann. Im folgenden werden die derzeitigen Vorstellungen über den mikroskopischen Mechanismus des bestrahlungsinduzierten Wachstums metallischer Gläser dargestellt.

Zu a)-d) und g):
Bei der Bestrahlung eines Festkörpers mit hochenergetischen Teilchen werden Atome von ihren ursprünglichen Plätzen im Festkörper weggestoßen ($t < 10^{-12}$s). Die Energie T, mit der ein Targetatom weggestoßen wird, hängt dabei lediglich von

kinematischen Parametern ab. Der Prozeß der Atomverlagerung in $Pd_{80}Si_{20}$ ist daher - von Effekten, die für kristalline Metalle typisch sind, wie z.B. Channelling oder fokussierenden Ersetzungsstoßfolgen abgesehen - nicht wesentlich verschieden von dem Verlagerunsprozeß in kristallinen Metallen. Der Ursprung des Wachstums in $Pd_{80}Si_{20}$ muß daher in dem nachfolgenden Relaxationsprozeß liegen, der sich grundlegend von demjenigen in kristallinen Metallen unterscheiden muß.

Die Bestrahlung metallischer Gläser mit hochenergetischen Teilchen kann zu der Erzeugung von zusätzlichem freien Volumen in der Probe führen (s. Kap. 5.1). Die damit verbundene maximale Dichteabnahme bei der Tieftemperaturbestrahlung von $Pd_{80}Si_{20}$ wurde größenordnungsmäßig auf 1-2 % geschätzt (s. Kap. 4.2).

Viele mechanische Eigenschaften metallischer Gläser - wie z.B. die plastische Deformierbarkeit - sind jedoch sehr stark vom freien Volumen in der Probe abhängig /TauS 79, TauS 80, TauS 81/. Insbesondere kann eine Abnahme in der Dichte durch den Einbau zusätzlichen freien Volumens zu einer katastrophalen Entfestigung des Materials führen /Spa 77, SteSH 82/. So wurde z.B. beim Anlassen unbehandelter $Pd_{82}Si_{18}$-Proben aufgrund der Abnahme des freien Volumens eine Zunahme in der Viskosität um fünf Größenordnungen beobachtet /TauS 79/. Bei solchen strukturellen Relaxationsprozessen finden kollektive Umordnungsvorgänge statt, an denen viele Atome beteiligt sind /Ega 78, WasE 79/, die dabei größere Entfernungen zurücklegen /ScoK 82/. Dabei wird allmählich freies Volumen an die Probenoberfläche transportiert.

Vermutlich laufen die Umordnungsvorgänge beim bestrahlungsinduzierten Wachstum - ebenso wie thermische Relaxationsprozesse - kollektiv, d.h. unter Einbeziehung vieler Atome ab. Dafür sprechen z.B. die außergewöhnlich hohen Wachstumsraten bei tiefen Temperaturen (s. Kap. 5.3).

Während also zu Beginn der Bestrahlung kollektive Umordnungsvorgänge in der Probe aufgrund der hohen Viskosität des Glases stark behindert sind, führt die weitere Bestrahlung der Proben zu einer starken Verringerung der Viskosität. Beim Erreichen der Inkubationsfluenz schließlich ist die Viskosität aufgrund des zusätzlich erzeugten freien Volumens so klein, daß Umordnungsvorgänge stark begünstigt werden (Punkt a)). Schon geringe Schubspannungen könnten nun zu einer großen Deformation der Proben führen. Solche Schubspannungen könnten durch Verlagerungskaskaden, Wärmespikes oder Schockwellen verursacht werden (eine umfassende Zusammenstellung der Literatur über diese Effekte ist in dem Übersichtsartikel von Thompson /Tho 81/ zu finden). Eine Vorzugsrichtung für die Relaxationsprozesse nach Atomverlagerung ist durch den gerichteten Ionenstrahl gegeben, da der weitaus größte Anteil der primären Rückstoßatome nahezu rechtwinklig zur (geradlinigen) Bahn des Projektils weggestoßen wird (vgl. Kap. 3.3 und 4.3) (Punkt g)).

Durch diese anisotropen Umordnungsvorgänge wird ein Teil des zuvor erzeugten freien Volumens allmählich an die Probenoberfläche transportiert. Gleichzeitig führen diese Prozesse zu dem anisotropen Wachstum der Proben. An dieser Stelle ist ein stationärer Zustand bezüglich der Erzeugung und Vernichtung von freiem Volumen in der Probe erreicht, in dem sich die Struktur des amorphen Materials nicht weiter ändert (Punkt b)) und für das weitere Wachstum der Proben gleich empfindlich bleibt (Punkt c)).

Dieser stationäre Zustand ist durch ein bestimmtes freies Volumen charakterisiert und sollte daher unabhängig sein von der Vorbehandlung der Proben (s. Punkt d)) in Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen (s. Kap. 4.4). Da durch thermisches Anlassen der Proben sich das freie Volumen in der Probe verringert, ist jedoch zu erwarten, daß die Inkubationsfluenz für angelassene Proben etwas größer ist als bei unbehandelten Proben. Ein Einfluß der Vorbehandlung auf die

Inkubationsfluenz konnte mit den in dieser Arbeit verwendeten Methoden nicht festgestellt werden.

Zu e):
Oberhalb 80 K gibt es neben den anisotropen Relaxationsprozessen, die zum Wachstum der Proben führen, noch thermisch aktivierte, isotrope Relaxationsprozesse, die ebenfalls zu einer Verringerung des freien Volumens in der Probe führen. Dies wird durch Erholungsmessungen des elektrischen Widerstandes nach Bestrahlung von $Pd_{80}Si_{20}$ mit Elektronen /KlaP 82/ und Ionen /KlaSRVSB 82/ bei tiefen Temperaturen bestätigt.

Der stationäre Zustand der Erzeugung und Vernichtung freien Volumens wird also mit zunehmender Temperatur durch weniger freies Volumen in der Probe charakterisiert. Die damit verbundene Zunahme in der Viskosität des Glases führt zwischen 100 K und 300 K zu einer starken Abnahme der Wachstumsraten (s. Kap. 4.1).

Bei der Bestrahlung mit Xe- und Kr-Ionen ist jedoch selbst oberhalb 300 K noch beträchtliches Wachstum vorhanden, während bei der Bestrahlung mit Ar-Ionen im Rahmen des Meßfehlers kein Wachstum mehr festgestellt werden konnte. Dies könnte einerseits daran liegen, daß mit zunehmendem nuklearen Energieverlust beim Verlagerungsprozeß Atomkonfigurationen erzeugt werden, die gegen thermische Aktivierung wesentlich stabiler sind. Dies ist in Übereinstimmung mit Erholungsmessungen nach Neutronenbestrahlung /TakK 84,SchWWKP 84/. Andererseits könnte es daran liegen, daß mit zunehmendem nuklearen Energieverlust höhere Schubspannungen auftreten, die schon bei wenig freiem Volumen große lokale Scherdeformationen verursachen können.

Zu f):
Vermutlich hängt das freie Volumen in der Probe auch empfindlich von der chemischen Zusammensetzung der Probe ab. Dadurch

ließe sich erklären, daß Unterschiede in der chemischen Zusammensetzung der Proben zu großen Änderungen in der Wachstumsrate führen können, auch wenn die Änderungen in der Stoßkinetik gering sind, wie das bei den Systemen $Fe_{80}B_{20}$ und $Fe_{40}Ni_{40}B_{20}$ der Fall ist /KlaSHV 84/.

Zu h):
Treten bei der Ionenbestrahlung metallischer Gläser Scherdeformationen auf (s.o.), so ist das herkömmliche Konzept zur Berechnung der Defektproduktion (s. Kap. 3.3) hinfällig, da diese Art von Atomverlagerung in kristallinen Metallen nicht vorkommt. Eine Erklärung der außergewöhnlich großen Wachstumsraten kann ein quantitatives Modell nur bringen, falls die Viskosität des Glases oberhalb der Inkubationsfluenz bestimmt werden kann.

Zu i):
In Abbildung 5.1 sind die relativen Breitenänderungen $\Delta b/b_0$ - gemessen unterhalb 65 K für verschiedene Projektile - als Funktion der pro Targetvolumeneinheit durch elastische Stöße von Projektilionen mit Targetionen abgegebenen Energie $S_n \phi t$ aufgetragen. Die Werte für die Bestrahlung mit O-Ionen wurden aus Messungen des elektrischen Widerstandes als Funktion der Fluenz berechnet (s. Kap. 5.6).

Wie der Abbildung 5.1 zu entnehmen ist, muß bei kleineren Projektilmassen wesentlich mehr Energie pro Targetvolumen $S_n \phi t$ aufgebracht werden als bei schweren Projektilen, um das gleiche Wachstum zu verursachen. Der Anteil an $S_n \phi t$, der durch kollektive Umordnungsvorgänge zum Wachstum der Proben führt, nimmt mit zunehmendem nuklearen Energieverlust stark zu.

In Abbildung 5.2 sind die der Abbildung 5.1 entnommenen Wachstumsraten $C(T<65\ K) = A(T)/S_n = (\Delta b/b_0)/(\phi t \cdot S_n)$ als Funktion von S_n für die oben genannten Projektile eingezeichnet. Mit zunehmendem S_n nimmt C(T) nichtlinear zu. In

Abbildung 5.3 sind die gleichen Meßergebnisse logarithmisch aufgetragen. Sie werden gut beschreiben durch die Gleichung

$$C(T) = D \cdot (S_n/S_0)^m \qquad (5.12)$$

$m = 1.56 \pm 0.03$
$S_0 = 1$ MeV/cm, Normierungskonstante,
$D = (1.8 \pm 0.7) \cdot 10^{-28} cm^3/MeV$.

Vermutlich werden beim Verlagerungsprozeß mit zunehmendem nuklearen Energieverlust Atomkonfigurationen erzeugt, die gegen thermische Aktivierung stabil sind (vgl. Punkt e)). Eine quantitative Deutung dieser empirischen Beziehung steht noch aus.

Zu j):
Das Biegen der Proben dem Ionenstrahl entgegen schließt den elektronischen Energieverlust als einzige Ursache des Wachstums aus, da bei der Bestrahlung mit 360 MeV Xe-Ionen fast im gesamten Probenbereich S_e als Funktion der Eindringtiefe abnimmt, bei Bestrahlung mit 170 MeV Ar-Ionen jedoch zunimmt (s. Kap. 3.3). Jedoch kann eine Kombination von elektronischem und nuklearem Energieverlust als mögliche Ursache des Wachstums nicht ausgeschlossen werden.

Das Biegen der Proben unterhalb der Inkubationsfluenz ist eventuell auf geringes Wachstum zurückzuführen, das auch dann schon möglich sein sollte, wenn lokal genügend freies Volumen vorhanden ist, um kollektive Umordnungsprozesse zu begünstigen.

Andererseits könnte das Biegen der Proben in diesem Fluenzbereich auch auf unterschiedliche Defektproduktionsraten in der Probe zurückzuführen sein, da S_L und S_n entlang der Eindringtiefe um ungefähr einen Faktor drei zunehmen (s. Kap. 3.3). Dies hätte zunehmendes Schwellen der Proben entlang der Eindringtiefe des Projektils zur Folge und könnte somit zu dem beobachteten Biegen der Proben führen.

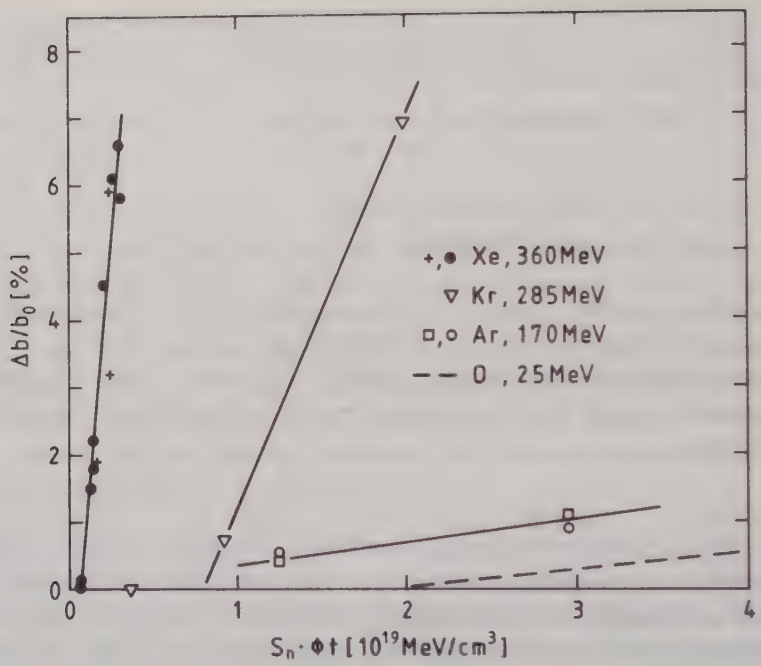

Abb. 5.1: Relative Breitenänderung $\Delta b/b_0$ als Funktion der Energie $S_n \cdot \phi t$ pro Targetvolumen, die durch elastische Stöße der Projektile mit Targetkernen abgegeben wird.

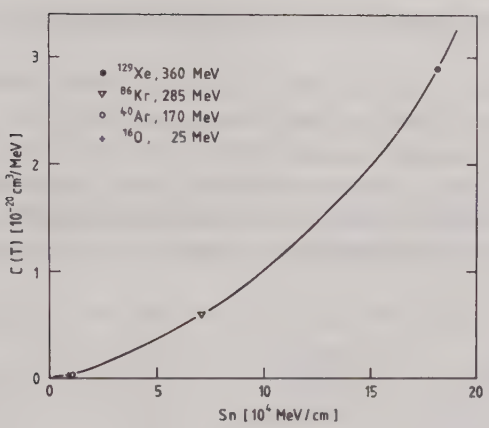

Abb. 5.2: Normierte Breitenänderung $C(T) = (\Delta b/b_0)/S_n$ als Funktion des nuklearen Energieverlustes S_n.

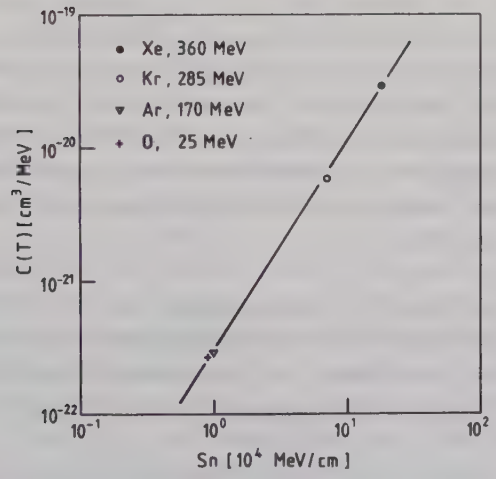

Abb. 5.3: Normierte Breitenänderung C(T) als Funktion des nuklearen Energieverlustes S_n in logarithmischer Darstellung.

5.6 Vergleich des Wachstums mit Widerstandsmessungen

Während die über Widerstandsmessung bestimmten Defektproduktionsraten bei Bestrahlung mit Elektronen durch die Erzeugung freien Volumens erklärt werden können (s. Kap. 5.1), muß bei der Bestrahlung mit hochenergetischen Ionen oberhalb der Inkubationsfluenz der Prozeß des Wachstums berücksichtigt werden. Die Defektproduktionsraten lassen sich dann darstellen als (s. Abb. 5.4)

$$\frac{dR}{d\phi t} = \frac{d\rho}{d\phi t} \cdot G + \rho \cdot \frac{dG}{d\phi t} \qquad (5.12)$$

G^{-1} : Geometriefaktor

Unterhalb der Inkubationsfluenz ist die Änderung des Geometriefaktors Null, wenn man den geringen Einfluß des Schwellens oder eines geringen Wachstums auf den Geometriefaktor vernachlässigt. In diesem Fall wird die Schädigungsrate durch den ersten Term auf der rechten Seite beschrieben. Oberhalb der Inkubationsfluenz kann der erste Term auf der rechten Seite gegenüber dem zweiten vernachlässigt werden, da Änderungen im spezifischen elektrischen Widerstand sehr gering sind. In der Nähe der Inkubationsfluenz, wo beide Effekte sehr klein sind, setzt sich die Schädigungsrate additiv aus beiden Termen zusammen.

In Abbildung 5.5 sind die Schädigungsraten für die Bestrahlung von $Pd_{80}Si_{20}$ mit ^{16}O-Ionen abgebildet. Sie wurden der Referenz /Sch 81/ entnommen. Die experimentellen Schädigungsraten stimmen gut mit dem schematischen Verlauf (Abb. 5.4) überein.

Oberhalb der Inkubationsfluenz gilt näherungsweise $\rho = \rho_S$. Diesen Wert erhält man durch lineare Extrapolation der Schädigungsrate nach $dR/Rd\phi t=0$. Aus Gleichung (5.12) erhält man dann

$$\frac{1}{R_0} \cdot \frac{dR}{d\phi t} = \frac{\rho_s}{\rho_0} \cdot \frac{1}{G_0} \frac{dG}{d\phi t} \qquad (5.13)$$

$R_0 = R(\phi t = 0)$

$\rho_0 = \rho(\phi t = 0)$

mit Hilfe der Gleichung (5.13) können Widerstandsmessungen zur Bestimmung des Wachstums herangezogen werden.

Mit G = 1/b·d erhält man in linearer Näherung

$$\frac{1}{G_0} \frac{dG}{d\phi t} = 2 \cdot \frac{1}{b_0} \frac{db}{d\phi t} \qquad (5.14)$$

und damit

$$\frac{1}{R_0} \frac{dR}{d\phi t} = 2 \frac{\rho_s}{\rho_0} \frac{1}{b_0} \frac{db}{d\phi t} \qquad (5.15)$$

In Abbildung 5.6 sind die aus Widerstandsänderungen nach Gleichung 5.15 berechneten Breitenänderungen nach Bestrahlung mit 251 MeV Kr-Ionen /Sch 81/ verglichen mit den Breitenänderungen nach Bestrahlung mit 285 MeV Kr-Ionen. Als Inkubationsfluenz wurde bei den Widerstandsdaten der Wert $(\phi t)_i = 1.3 \cdot 10^{14}$ cm^{-2} verwendet, den man aus den Breitenmessungen bei 50 K und 90 K erhält. Da ρ_s/ρ_0 aus dieser Messung schlecht extrapoliert werden konnte, wurde der Wert $\rho_s/\rho_0 = \rho((\phi t)_i)/\rho_0 = 3.6$ % genommen, der mit dem extrapolierten Wert nach Sauerstoff-Bestrahlung übereinstimmt.

Die Meßergebnisse stimmen im Rahmen der Meßfehler gut miteinander überein. Die Abweichung vom linearen Verhalten bei der aus Widerstandsmessungen abgeleiteten Kurve kommt vermutlich dadurch zustande, daß diese Proben an den Strom-

und Spannungsbeinen festgelötet waren und beim Bestrahlen nicht um 180° gedreht wurden. Durch das starke Biegen der Proben entstanden bei hohen Fluenzen undefinierte Bestrahlungsbedingungen, die das abweichende Verhalten der Proben verursachten.

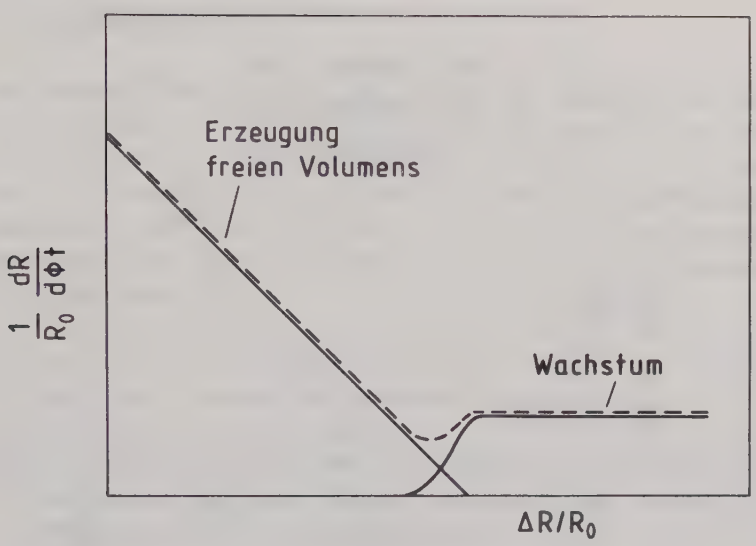

Abb. 5.4: Schematischer Verlauf der Schädigungsrate in $Pd_{80}Si_{20}$ bei Bestrahlung mit 25 MeV O-Ionen /Sch 81/ als Funktion des Widerstandsanstieges.

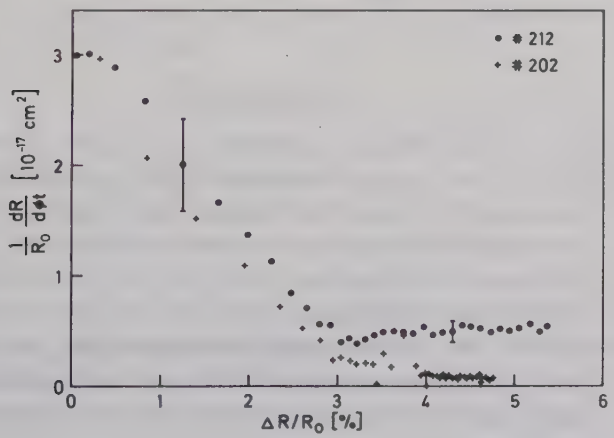

Abb. 5.5: Schädigungsrate $dR/R_0 d\Phi$ als Funktion des Widerstandsanstieges $\Delta R/R_0$ bei Bestrahlung mit 25 MeV O-Ionen nach Ref. /Sch 81/.

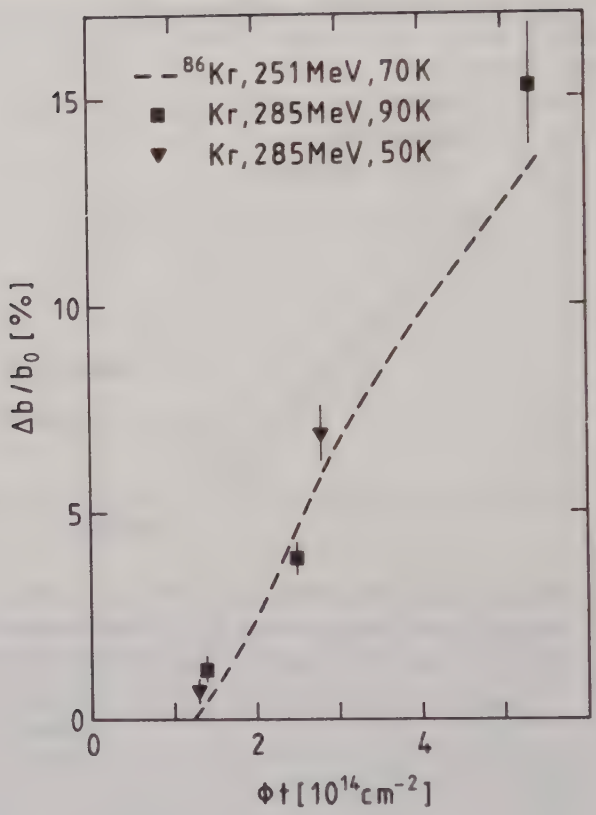

Abb. 5.6: Relative Breitenänderung $\Delta b/b_0$, ermittelt nach Gleichung 5.4 aus der Änderung des elektrischen Widerstandes in $Pd_{80}Si_{20}$ bei Bestrahlung mit 251 MeV Kr-Ionen als Funktion von ϕt (s. Ref. /KlaSRVSB 82/). Die Widerstandsänderung unterhalb $(\phi t)_i$ wurde vom Meßergebnis entsprechend subtrahiert (s.Text). Zum Vergleich sind die Breitenänderungen nach Bestrahlung mit 285 MeV Kr-Ionen eingezeichnet.

6. Zusammenfassung

Das metallische Glas $Pd_{80}Si_{20}$ zeigt bei der Bestrahlung mit 170 MeV Ar-, 285 MeV Kr- und 360 MeV Xe-Ionen anisotrope Änderungen in der Probengeometrie bei konstanter Dichte und bei vergleichsweise geringen Änderungen in der mikroskopischen Struktur. Das ist die Definition des bestrahlungsinduzierten Wachstums. Es wird bei $Pd_{80}Si_{20}$ durch folgende Eigenschaften charakterisiert:

a) Es gibt eine Inkubationsfluenz, unterhalb derer das Wachstum im Rahmen des Meßfehlers Null ist.

b) Die Änderungen der Probendimensionen sind positiv in den zum Ionenstrahl senkrechten Richtungen und negativ in der zum Ionenstrahl parallelen Richtung.

c) Der Ursprung der Anisotropie des Wachstums liegt in dem gerichteten Ionenstrahl.

d) Die Vorbehandlung der Proben hat keinen meßbaren Einfluß auf das Wachstum.

e) Das Wachstum ist unterhalb 100 K und oberhalb 300 K schwach temperaturabhängig. Zwischen 100 K und 300 K nimmt es mit steigender Temperatur ab.

f) Das Wachstum ist stark projektilabhängig.

g) Die Wachstumsraten sind um mehrere Größenordnungen größer als bei kristallinen Metallen und können mit herkömmlichen Methoden der Strahlenschadensberechnung nicht erklärt werden.

Der Prozeß der Atomverlagerung ($t < 10^{-12}$ s) in $Pd_{80}Si_{20}$ ist nicht wesentlich verschieden von demjenigen in kristallinen Metallen. Der Ursprung des Wachstums muß daher in dem nachfolgenden Relaxationsprozeß liegen, der sich grundlegend von demjenigen in kristallinem Metallen unterscheidet.

Es wird angenommen, daß bei der Bestrahlung von $Pd_{80}Si_{20}$ zusätzliches freies Volumen in der Probe erzeugt wird. Dies führt zu einer drastischen Verringerung der Viskosität des Glases. Geringe Schubspannungen können also zu einer starken Deformation der Probe führen. Ursache anisotroper Schubspannungen könnten Verlagerunskaskaden, Wärmespikes oder Schockwellen sein. Die dadurch verursachte Anisotropie der Relaxationsprozesse führt zum makroskopischen Wachstum der Proben, während gleichzeitig freies Volumen an die Probenoberfläche transportiert wird und sich ein stationärer Zustand hinsichtlich der Defektproduktion und Defektannihilation einstellt.

Beim bestrahlungsinduzierten Wachstum handelt es sich um einen Effekt, der auf die amorphe Struktur metallischer Gläser zurückzuführen ist und daher bei allen metallischen Gläsern auftreten sollte. In der Tat wurde bisher an allen metallischen Gläsern (insgesamt 35 verschiedene Zusammensetzungen), die unter solchen Bedingungen bestrahlt wurden, Wachstum gefunden. Voraussetzung für das Auftreten des Wachstums ist einerseits eine Anisotropie in den Bestrahlungsbedingungen und andererseits eine geringe Änderung in der mikroskopischen Struktur.

Da schon geringe Änderungen in der mikroskopischen Struktur die mechanischen Eigenschaften stark beeinflussen ist zu erwarten, daß selbst bei isotroper Bestrahlung schon bei geringen, von außen angelegten Spannungsfeldern starke Formveränderungen der Proben (Kriechen) auftreten können. Demnach sind metallische Gläser also weit weniger strahlenresistent als bisher vermutet wurde.

Literaturverzeichnis

/AllTV 82/ P. Allia, R. S. Turtelli, F. Vinai, Solid State Commun. 11, (1982)821.

/AudBDJ 82,1/ A. Audouard, J. Balogh, J. Dural, C. Jousset, J. Non-Cryst. Solids 50, (1982)71.

/AudBDJ 82,2/ A. Audouard, J. Balogh, J. Dural, C. Jousset, Rad. Effects 62, (1982)161.

/AudMHY 83/ A. Audouard, P. Moser, P. Hautojärvi, J. Yli-Kauppila, Rad. Effects 70, (1983)285.

/BeuR 83/ A. Van Den Beukel, S. Radelaar, Acta Met 31, (1983) 419.

/Bie 83/ J. Bieger, Dissertation, Erlangen, (1983).

/Bla 81/ J. L. Black, in "Glassy Metals I", hrsg. von H. J. Güntherodt u. H.Beck, Springer-Verlag Berlin, (1981)168.

/BraK 83/ E. H. Brandt, H. Kronmüller, Phys. Lett. 93A, (1983)344.

/Bra 84/ E. H. Brandt, wird veröffentlicht in J. Phys. F.

/Buc 62/ S. N. Buckley, in "Properties of Reactor Materials and Effects of Radiadion Damage", hrsg. von D. J. Littler, London, (1962)413.

/Bud 69/ A. Budo, in "Theoretische Mechanik", Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, (1969)327.

/Bul 83/ R. Bullough, private Mitteilung.

/BulW 80/ R. Bullough, M. H. Wood, J. Nucl. Mater. 90, (1981)1.

/CarG 81/ G. Carter, W. A. Grant, Rad. Eff. Lett. 58, (1981)145.

/CarN 75/ G. J. C. Carpenter, D. O. Northwood, J. Nucl. Mater. 56, (1975)260.

/ChaKPSSW 84/ E. Chason, K. F. Kelton, P. S. Pershan, L. Sorensen, F. Spaepen, H. A. Weiss, Proc. V. Int. Conf. Rapidly Quenched Metals, Würzburg, (1984).

/ChaL 77/ B. T. Chang, J. C. M. Li, Scripta Met. 11, (1977)933.

/Che 80/ H. S. Chen, Solid State Commun. 33, (1980)915.

/Dol 75/ C. C. Dollins, J. Nucl. Mater. 59, (1975)61.

/DueSSH 69/ G. Duesing, W. Sassin, W. Schilling, H. Hemmerich, Crystal Lattice Defects 1, (1969)55.

/Ega 78/ T. Egami, J. Mater. Sci. 13, (1978)2587.

/EgaMV 80/ T. Egami, K. Maeda, V. Vitek, Phil. Mag. A41, (1980)883.

/EllKG 80/ R. O. Elliot, D. A. Koss, B. C. Giessen, Scr. Met. 14, (1980)1061.

/EllK 81/ R. O. Elliot, D. A. Koss, J. Nucl. Mater. 97, (1981)339.

/EllSFK 81/ R. O. Elliot, J. L. Smith, R. S. Finocchiaro, D. A. Koss, Mater. Sci. Eng. 49, (1981)65.

/FujI 80/ T. Fujiwara, Y. Ishii, J. Phys. F 10, (1980) 1901.

/GerW 82/ R. Gerling, R. Wagner, Scripta Met. 16, (1982)963.

/GerSW 83/ R. Gerling, F. P. Schimanski, R. Wagner, Scr. Met. 17, (1983)203.

/GünK 78/ H.-J. Güntherodt, H. U. Künzi, in "Metallic Glasses", hrsg. von H. J. Güntherodt, ASM, Metals Park, Ohio, (1978)247.

/HauY 82/ P. Hautojärvi, J. Yli-Kauppila, Nucl. Instr. and Methods 199, (1982)75.

/HowR 80/ L. M. Howe, M. H. Rainville, Rad. Eff. 48, (1980)151.

/Joh 83/ W. L. Johnson, in "Glassy Metals I", hrsg. von H. J. Güntherodt u. H. Beck, Springer-Verlag, Berlin, (1981)191.

/Jun 78/ P. Jung, Rad. Eff. 35, (1978)155.

/Kel 73/ P. M. Kelly, Int. Conf. on Physical Metallurgy of Reactor Fuel Elements at Berceley Nuclear Laboratories, England, (1973).

/KlaP 82/ S. Klaumünzer, W. Petry, Phys. Lett. 87A, (1982)314.

/KlaSHV 84/ S. Klaumünzer, G. Schumacher, M. Hou, G. Vogl, Proceedings "Rapidly Quenched Metals V", Würzburg, (1984).

/KlaSRVSB 82/ S. Klaumünzer, G. Schumacher, S. Rentzsch, G. Vogl, L. Söldner, H. Bieger, Acta Met. 30, (1982) 1493.

/KraJC 79/ E. A. Kramer, W. L. Johnson, C. Cline, Appl. Phys. Lett. 35, (1979)815.

/Kro 83/ H. Kronmüller, Phil. Mag. B48, (1983)127.

/Kün 83/ H. U. Künzi, in "Glassy Metals II", hrsg. von H. J. Güntherodt u. H. Beck, Springer-Verlag, Berlin (1983),169.

/KurCS 80/ A. Kursumovic, R. W. Cahn, M. G. Scott, Scr. Met. 14, (1980)1245.

/KurS 80/ A. Kursumovic, M. G. Scott, Appl. Phys. Lett. 37, (1980)620.

/KurSGC 80/ A. Kursumovic, M. G. Scott, E. Girt, R. W. Cahn, Scr. Met. 14, (1980)1303.

/Les 73/ D. Lesueur, Dissertation, Orsay, (1973).

/Les 75/ D. Lesueur, Rad. Eff. 24. (1975)101.

/LetQ 72/ J. Leteurtre, Y. Quéré, in "Radiation Effects in Fissile Materials", hrsg. von S. Amelinckx, R. Gevers a. J. Nihoul, North-Holland Publ. Comp., Amsterdam, Band 6, (1972)25.

/LinNS 68/ J. Lindhard, V. Nielsen, M. Scharff, M. Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat.-Fys. Medd. 36, (1968)161.

/LinBT 79/ C. H. Lin, J. Bevk, D. Turnbull, Solid State Commun. 29, (1979)641.

/Luc 75/ P. Lucasson, in "Fundamental Aspects of Radiation Damage in Metals", Gatlinburg, Tennessee, (1975).

/ManM 74/ I. Manning, G. P. Müller, Comp. Phys. Commun. 7, (1974)85.

/Mar 79/ M. A. Marcus, Acta Met. 27, (1979)879.

/MatA 76/ J. R. Matey, A. C. Anderson, J. Non-Cryst. Solids 23, (1977)129.

/MerAB 77/ K. L. Merkle, R. S. Averback, R. Benedek, Phys. Rev. Lett. 38, (1977)424.

/Mor 79/ R. C. Morris, J. Appl. Phys. 50, (1979)3251.

/MosC 83/ P. Moser, C. Corbel, Proc. Int. School of Physics E. Fermi, Course LXXXIII, Positron Solid State Physics, (1983) 679.

/MosHYC 82/ P. Moser, P. Hautojärvi, J. Yli-Kauppila, C. Corbel, Rad. Eff. 62, (1982)31.

/MosHYVC 82/ P. Moser, P. Hautojärvi, J. Yli-Kauppila, R. Van Zurk, A. Chamberod, in "Rapidly Quenched Metals IV", Sendai (Japan), (1982)759.

/MueW 76/ G. P. Mueller, J. E. Westmoreland, Naval Res. Lab. Memor. Rep. 3194, (1976)1.

/NanT 81/ R. V. Nandedkar, A. K. Tyagi, Rad. Eff. 58, (1981)91.

/NorS 70/ L. C. Northcliffe, R. F. Schilling, Nuclear Data Tables, Section A, 7, (1970).

/RecSB 78/ M. D. Rechtin, van der Sande, P. M. Baldo, Scr. Met. 12, (1978)639.

/Sch 81/ G. Schumacher, Diplomarbeit, Berlin, (1981).

/SchKRV84/ G. Schumacher, S. Klaumünzer, S. Rentzsch, G. Vogl, J. Non-Crystalline Solids 61 u. 62, (1984)746.

/SchWWKP 84/ G. Schumacher, G. Wallner, W. Weck, S. Klaumünzer, W. Petry, wird veröffentlicht.

/ScoK 82/ M. G. Scott, A. Kursumovic, Acta Met. 30, (1982)853.

/Sig 74/ P. Sigmund, Appl. Phys. Lett. 25, (1974)169.

/Siz 75/ R. Sizmann, GSI-Arbeitstagung: "Schwere Ionen - Ein Werkzeug der Festkörperphysik", Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH, GSI-P2-75, (1975)1.

/Spa 77/ F. Spaepen, Acta Met. 25, (1977)407.

/SroMVE 81/ D. Srolovitz, K. Maeda, V. Vitek, T. Egami, Phil. Mag. A44, (1981)847.

/SteSH 82/ P. S. Steif, F. Spaepen, J. W. Hutchinson, Acta Met. 30, (1982)455.

/SwiMVS 81/ H. Van Swijgenhoven, J. Moens, J. Vanoppen, L. M. Stals, Scr. Met. 15, (1981)629.

/TakK 84/ S. Takamura, M. Kobiyama, Rad. Eff. Lett. 86, (1984)43.

/TauS 79/ A. I. Taub, F. Spaepen, Scr. Met. 13, (1979) 195.

/TauS 80/ A. I. Taub, F. Spaepen, Acta Met. 28, (1980) 1781.

/TauS 81/ A. I. Taub, F. Spaepen, J. Mater. Sci. 16, (1981)3087.

/Tho 69/ M. W. Thompson, in "Defects and Radiation Damage in Metals", University Press, Cambridge, (1969)332.

/Tho 81/ D. A. Thompson, Rad. Eff. 56, (1981) 105.

/WasAM 79/ Y. Waseda, K. T. Aust, T. Masumoto, Scr. Met. 13, (1979)187.

/WasE 79/ Y. Waseda, T. Egami, J. Mater. Sci. 14, (1979) 187.

/YavD 84/ A. R. Yavary, P. Desré, J. Phys. F 14, (1984) 291.

/YliMKH 82/ J. Yli-Kauppila, P. Moser, H. U. Künzi, P. Hautojärvi, J. Appl. Phys. A27, (1982)31.

Diese Arbeit wurde im Bereich P des Hahn-Meitner-Instituts für Kernforschung Berlin durchgeführt.

Danken möchte ich zunächst Herrn Prof. Dr. G. Vogl für die Betreuung dieser Arbeit und Herrn Dr. S. Klaumünzer für seine große Hilfsbereitschaft bei der Durchführung der Experimente und die vielen anregenden Diskussionen, die mir bei der Durchführung dieser Arbeit sehr geholfen haben.

Darüber hinaus gilt mein Dank Herrn Ming-Dong Hou für die Unterstützung bei den Experimenten, Frau I. Lang und Frau B. Weninger für das Anfertigen der Zeichnungen, dem Personal der Bereichswerkstatt und dem Personal der Bibliothek, und vielen anderen Mitarbeitern des Bereichs P, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

LEBENSLAUF

Name:	Schumacher
Vorname:	Gerhard
geb. am:	5. 7. 1953
Geburtsort:	Schallstadt bei Freiburg
Eltern:	Schumacher, Hans, Kaufmann
	Schumacher, Susanne, geb. Kaiser, Hausfrau

Ausbildung:

1960 - 1964	Volksschule, Schallstadt
1964 - 1972	Rotteck-Gymnasium, Freiburg
Juni 1972	Abitur
Okt. 1972	Beginn des Studiums an der Universität Freiburg Studienfächer: Mathematik (1. Hauptfach) Physik (2. Hauptfach) geplanter Abschluß: Staaatsexamen
April 1974	Wechsel des Studienortes von Freiburg nach Berlin und Immatrikulation an der Freien Universität Berlin
Okt. 1978	Wechsel des Studienfaches Physik (Hauptfach) geplanter Abschluß: Diplom
Feb. 1979	Vordiplom
Mai 1981	Diplom
seit Sept. 1981	wissenschaftl. Angestellter am Hahn-Meitner-Institut für Kernforschung Berlin GmbH

Papyrus-Druck GmbH Berlin ☎ 3416451
Dissertationen